

Messungen und Gesamtanalyse zur  
Neutrinomasse am  
Mainzer Tritium- $\beta$ -Experiment

Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
“Doktor der Naturwissenschaften “  
am Fachbereich Physik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz

Christine Kraus  
geboren in Mainz

Mainz 2003



# Inhaltsverzeichnis

|          |                                                               |           |
|----------|---------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>1</b> | <b>Einführung</b>                                             | <b>1</b>  |
| 1.1      | Geschichte der Neutrinos . . . . .                            | 1         |
| 1.2      | Neutrinoquellen . . . . .                                     | 7         |
| 1.3      | Relevanz in der Kosmologie . . . . .                          | 10        |
| 1.4      | Neutrinooszillationen . . . . .                               | 11        |
| 1.5      | Laborexperimente zur Massenbestimmung von Neutrinos . . . . . | 21        |
| <b>2</b> | <b>Das Mainzer Neutrinomassenexperiment</b>                   | <b>29</b> |
| 2.1      | Das Tritium- $\beta$ -Spektrum . . . . .                      | 29        |
| 2.2      | Experimenteller Aufbau . . . . .                              | 35        |
| 2.2.1    | Prinzip eines MAC-E-Filters . . . . .                         | 35        |
| 2.2.2    | Das Mainzer MAC-E-Filter . . . . .                            | 40        |
| 2.2.3    | Das Spektrometer . . . . .                                    | 42        |
| 2.2.3.1  | Die Hochspannungsversorgung . . . . .                         | 42        |
| 2.2.3.2  | Das Vakuumsystem . . . . .                                    | 45        |
| 2.2.4    | Die Quellapparatur . . . . .                                  | 46        |
| 2.2.5    | Der Detektor . . . . .                                        | 49        |
| 2.3      | Prinzip der Tritiummessung . . . . .                          | 51        |
| 2.4      | Die Transmissionsfunktion . . . . .                           | 52        |
| 2.5      | Das Datenaufnahmesystem . . . . .                             | 57        |
| 2.6      | Die Experimentüberwachung . . . . .                           | 59        |

|          |                                                                             |            |
|----------|-----------------------------------------------------------------------------|------------|
| <b>3</b> | <b>Vorbereitung und Durchführung</b>                                        | <b>62</b>  |
| 3.1      | Vorbereitungen . . . . .                                                    | 62         |
| 3.1.1    | Energiekalibrationsmessung mit Hilfe von $^{83\text{m}}\text{Kr}$ . . . . . | 63         |
| 3.1.2    | Schichtdickenbestimmung der Quellfilme . . . . .                            | 64         |
| 3.2      | Messbedingungen . . . . .                                                   | 72         |
| 3.3      | Die Anpassungsfunktion . . . . .                                            | 74         |
| 3.3.1    | Korrelationen zwischen den Anpassungsparametern . . . . .                   | 76         |
| 3.3.2    | Stabilitätskriterium . . . . .                                              | 79         |
| 3.4      | Untergrundbedingungen . . . . .                                             | 80         |
| 3.4.1    | Einfluss der Pulsung . . . . .                                              | 80         |
| 3.4.2    | Mögliche Quellen für Untergrundelektronen . . . . .                         | 84         |
| 3.4.2.1  | Gespeicherte Teilchen . . . . .                                             | 86         |
| 3.4.3    | Maßnahmen zur Untergrunduntersuchung . . . . .                              | 89         |
| 3.4.3.1  | Myonkoinzidenzmessungen . . . . .                                           | 90         |
| 3.4.4    | Der Untergrund während der Tritiummessphasen . . . . .                      | 91         |
| 3.5      | Aufbereitung der Messdaten und Rohdatenanalyse . . . . .                    | 94         |
| <b>4</b> | <b>Systematische Effekte</b>                                                | <b>99</b>  |
| 4.1      | Energieverluste der Elektronen im Quellfilm . . . . .                       | 99         |
| 4.2      | Zusätzliche Energieverluste der Elektronen im Quellfilm . . . . .           | 102        |
| 4.3      | Elektronische Endzustände im Tochtermolekül . . . . .                       | 104        |
| 4.4      | Nachbarschaftsanregungen im Festkörper . . . . .                            | 106        |
| 4.5      | Selbstaufladung des Tritiumfilms . . . . .                                  | 107        |
| 4.6      | Detektoreffizienz . . . . .                                                 | 111        |
| <b>5</b> | <b>Zusammenfassung der früheren Messungen</b>                               | <b>112</b> |
| 5.1      | Tritiummessungen am Mainzer Spektrometer . . . . .                          | 112        |
| 5.1.1    | Tabellarische Zusammenfassung . . . . .                                     | 112        |
| 5.1.2    | Die ersten Messungen von 1991 und 1994 . . . . .                            | 114        |

|          |                                                               |            |
|----------|---------------------------------------------------------------|------------|
| 5.1.2.1  | Entnetzen der Tritiumfilme . . . . .                          | 116        |
| 5.1.3    | Die Messungen Q1 und Q2 . . . . .                             | 117        |
| 5.1.4    | Die Messungen von 1998 . . . . .                              | 117        |
| 5.1.5    | Die Messungen von 1999 . . . . .                              | 120        |
| 5.2      | Troitsk-Anomalie . . . . .                                    | 122        |
| 5.2.1    | Ergebnisse des Troitsk Experimentes . . . . .                 | 122        |
| 5.2.2    | Suche nach der Troitsk-Anomalie in den Mainzer Daten . .      | 126        |
| <b>6</b> | <b>Die Messungen des Jahres 2000</b>                          | <b>129</b> |
| 6.1      | Probleme bei den Messungen . . . . .                          | 129        |
| 6.1.1    | Teilen des Datensatzes nach Untergrundzählrate . . . . .      | 136        |
| 6.1.2    | Einschalteffekte . . . . .                                    | 136        |
| 6.1.3    | Zeitlich begrenzt auftretende Effekte . . . . .               | 138        |
| 6.1.4    | Schlussfolgerungen . . . . .                                  | 143        |
| 6.2      | Parallele Messungen mit Troitsk . . . . .                     | 144        |
| 6.2.1    | Folgerungen . . . . .                                         | 145        |
| <b>7</b> | <b>Die Messungen des Jahres 2001</b>                          | <b>154</b> |
| 7.1      | Optimale Vorbereitung der Messapparatur . . . . .             | 154        |
| 7.2      | Die Messungen . . . . .                                       | 156        |
| 7.3      | Langsame Durchläufe . . . . .                                 | 158        |
| 7.4      | Ergebnisse und Obergrenzen . . . . .                          | 159        |
| <b>8</b> | <b>Gesamtanalyse aller Daten</b>                              | <b>166</b> |
| 8.1      | Methode der gemeinsamen Analyse . . . . .                     | 166        |
| 8.2      | Behandlung der systematischen Unsicherheiten . . . . .        | 169        |
| 8.2.1    | Standardverfahren . . . . .                                   | 169        |
| 8.2.2    | Bestimmung der Amplitude der Nachbarschaftsanregung .         | 172        |
| 8.3      | Simulationen für die systematischen Fehleranteile . . . . .   | 178        |
| 8.4      | Endergebnis des Mainzer Neutrinomassen-Experimentes . . . . . | 185        |

|                                                   |            |
|---------------------------------------------------|------------|
| <b>9 Diskussion und Ausblick</b>                  | <b>187</b> |
| 9.1 Zusammenfassung der Ergebnisse . . . . .      | 187        |
| 9.2 Ausblick . . . . .                            | 190        |
| 9.3 Das KATRIN-Experiment . . . . .               | 191        |
| 9.4 Aktivitäten im Hinblick auf KATRIN . . . . .  | 193        |
| <b>A Residuen von Q3 - Q8</b>                     | <b>195</b> |
| <b>B Messpunktverteilungen</b>                    | <b>197</b> |
| <b>C Anteile am systematischen Fehler</b>         | <b>202</b> |
| <b>D Messwerte Schichtdickenbestimmung</b>        | <b>209</b> |
| <b>E Stabilitätskriterium</b>                     | <b>211</b> |
| <b>F Stufensuche</b>                              | <b>213</b> |
| <b>G Liste der erwähnten Nobelpreise</b>          | <b>215</b> |
| <b>H Mit Neutrinos verbundene Zahlen</b>          | <b>217</b> |
| <b>I Large Scale Structure Simulationen</b>       | <b>218</b> |
| <b>J Paulis Brief</b>                             | <b>220</b> |
| <b>K Analyse der letzten 15 eV</b>                | <b>221</b> |
| <b>L Auszug aus einem Logfile</b>                 | <b>222</b> |
| <b>M Elektrodensysteme Mainz II und Mainz III</b> | <b>224</b> |
| <b>N Parameter</b>                                | <b>226</b> |

# Abbildungsverzeichnis

|      |                                                                |    |
|------|----------------------------------------------------------------|----|
| 1.1  | Vermessung der Breite des $Z^0$ -Zerfalles . . . . .           | 5  |
| 1.2  | Flussspektren von Neutrinos . . . . .                          | 9  |
| 1.3  | Neutrinofluss von der Sonne nach SSM . . . . .                 | 12 |
| 1.4  | Oszillationswahrscheinlichkeiten . . . . .                     | 14 |
| 1.5  | Ergebnisse für durch die Erde kommende Myonneutrinos . . . . . | 15 |
| 1.6  | Ergebnisse der Reaktor-neutrino-Oszillationssuche . . . . .    | 17 |
| 1.7  | Oszillationsplot . . . . .                                     | 20 |
| 1.8  | Doppelter $\beta$ -Zerfall . . . . .                           | 22 |
| 1.9  | Prinzip des Massenverlaufs isobarer Kerne . . . . .            | 23 |
| 1.10 | Ergebnisse der Tritiumexperimente seit 1990 . . . . .          | 27 |
| 2.1  | Komplettes Tritium- $\beta$ -Spektrum . . . . .                | 34 |
| 2.2  | Signatur einer von Null verschiedenen Neutrinomasse. . . . .   | 34 |
| 2.3  | Prinzip des MAC-E-Filters . . . . .                            | 36 |
| 2.4  | Skizze des Mainzer Neutrinomassenexperimentes . . . . .        | 39 |
| 2.5  | Das Feld des magnetischen Krümmers. . . . .                    | 40 |
| 2.6  | Gemessene Spektren im Endpunktbereich . . . . .                | 41 |
| 2.7  | Zeitliche Variation der Retardierungsspannung . . . . .        | 43 |
| 2.8  | Schematischer Aufbau der Spannungsteiler . . . . .             | 43 |
| 2.9  | Aufbau der Quellapparatur . . . . .                            | 46 |
| 2.10 | Skizze des Quellpräparationsortes . . . . .                    | 48 |
| 2.11 | Segmentierung des Detektors . . . . .                          | 50 |

|      |                                                                          |     |
|------|--------------------------------------------------------------------------|-----|
| 2.12 | Lage des Detektors . . . . .                                             | 50  |
| 2.13 | Prinzip der Messung . . . . .                                            | 51  |
| 2.14 | Magnetfelder und Spannungsbelegungen der Quellregion . . . . .           | 53  |
| 2.15 | Verlauf der analytischen Transmissionsfunktion . . . . .                 | 56  |
| 2.16 | Datenaufnahme und Experimentsteuerung . . . . .                          | 58  |
| 3.1  | Schema der PCSA-Ellipsometeranordnung . . . . .                          | 65  |
| 3.2  | Vielstrahlinterferenz . . . . .                                          | 65  |
| 3.3  | Beispiel einer Deuterium-”Ellipse” und eines Tritiumquellfilms . . . . . | 67  |
| 3.4  | Messpunktverteilung Q11 und Q12 . . . . .                                | 73  |
| 3.5  | Responsefunktion des Experiments . . . . .                               | 75  |
| 3.6  | Korrelationen zwischen Fitparametern $m_\nu^2$ und $B$ . . . . .         | 76  |
| 3.7  | Korrelationen zwischen Fitparametern $m_\nu^2$ und $E_0$ . . . . .       | 77  |
| 3.8  | Korrelationen zwischen Fitparametern $m_\nu^2$ und $A$ . . . . .         | 77  |
| 3.9  | Variation des Fitintervalls . . . . .                                    | 79  |
| 3.10 | Auswirkung der Pulsung auf die Untergrundzählrate. . . . .               | 81  |
| 3.11 | Teildatensätze der Messungen Q6 und Q7: Mit und ohne Pulsung. . . . .    | 84  |
| 3.12 | Untergrundspektren der Detektorsegmente 1 bis 3. . . . .                 | 87  |
| 3.13 | Untergrundzählraten in Abh. der Schirmgitterspannung. . . . .            | 88  |
| 3.14 | Untergrund während der Tritummessungen . . . . .                         | 92  |
| 3.15 | Schematische Darstellung der Aufbereitung der Rohdaten . . . . .         | 94  |
| 3.16 | Beispiel eines gemessenen Datensatzes anhand der Messphase Q11 . . . . . | 98  |
| 4.1  | Energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte . . . . .                     | 101 |
| 4.2  | Veränderung der Ereignisanzahl am Umkehrpunkt . . . . .                  | 105 |
| 4.3  | Aufladung des Tritiumfilms . . . . .                                     | 109 |
| 4.4  | Modell zur Aufladung . . . . .                                           | 110 |
| 5.1  | Entnetzen eines Tritiumfilms . . . . .                                   | 117 |
| 5.2  | Fitergebnisse für Q2-Q5 . . . . .                                        | 119 |



|      |                                                                  |     |
|------|------------------------------------------------------------------|-----|
| 5.3  | Fitergebnisse für Q6-Q8 . . . . .                                | 121 |
| 5.4  | Spektrum Troitsk für Anomalie . . . . .                          | 124 |
| 5.5  | Variation der Parameter der Troitsk-Anomalie . . . . .           | 125 |
| 5.6  | Suche nach der Troitsk-Anomalie in den Messungen Q2 bis Q8. . .  | 128 |
| 6.1  | Untergrundverteilungen Q9 und Q10 ohne Filterung . . . . .       | 131 |
| 6.2  | Differenz Hin und Rücklauf . . . . .                             | 134 |
| 6.3  | Beurteilung der Abweichungen zwischen Hin- und Rücklauf . . . .  | 135 |
| 6.4  | Messung Q9 nach Untergrundzählrate geteilt . . . . .             | 137 |
| 6.5  | Messung Q9 nach Zeiten geteilt . . . . .                         | 139 |
| 6.6  | Messung Q10 nach Zeiten geteilt . . . . .                        | 140 |
| 6.7  | Suche nach zeitlich begrenzten Effekten . . . . .                | 141 |
| 6.8  | Suche nach zeitlich begrenzten Effekten . . . . .                | 142 |
| 6.9  | Residuen Q10 vom 06.-13.12.00 und 22.-28.12.00 . . . . .         | 146 |
| 6.10 | Stufensuche in Teildatensätzen der Q9 und Q10 . . . . .          | 147 |
| 6.11 | Troitsk-Anomalie in Q10 . . . . .                                | 148 |
| 6.12 | Troitsk-Anomalie in Q10 . . . . .                                | 149 |
| 6.13 | Periodizität der Troitsk-Anomalie . . . . .                      | 150 |
| 6.14 | Größe der Stufenamplitude im Jahresverlauf . . . . .             | 151 |
| 6.15 | Stufenscan Q10; erste gemeinsame Zeit . . . . .                  | 152 |
| 6.16 | Stufenscan Q10; zweite gemeinsame Zeit . . . . .                 | 153 |
| 7.1  | Untergrundmessung nach dem Konditionieren . . . . .              | 155 |
| 7.2  | Gemessene Spektren . . . . .                                     | 157 |
| 7.3  | Untergrundbereich langsame Durchläufe . . . . .                  | 158 |
| 7.4  | Spektrum Q12 für Standard- und langsame Durchläufe . . . . .     | 159 |
| 7.5  | Neutrinomassenquadrate für die Messung Q12 . . . . .             | 162 |
| 7.6  | Residuen der Messungen Q11 und Q12 . . . . .                     | 163 |
| 7.7  | Stufensuche in den Messungen Q11 und Q12 . . . . .               | 164 |
| 7.8  | Anteil an den systematischen Unsicherheiten (Q11, Q12) . . . . . | 165 |

|      |                                                                      |     |
|------|----------------------------------------------------------------------|-----|
| 8.1  | Ermittlung von $m_\nu^2$ für den Gesamtdatensatz . . . . .           | 168 |
| 8.2  | Ermittlung der systematischen Unsicherheit . . . . .                 | 170 |
| 8.3  | Unsicherheiten des Gesamtdatensatzes . . . . .                       | 171 |
| 8.4  | Anteile an der systematischen Unsicherheit . . . . .                 | 171 |
| 8.5  | Bestimmung von $a_{nex}$ . . . . .                                   | 177 |
| 8.6  | Simulierte systematische Unsicherheiten: Energieverlust . . . . .    | 179 |
| 8.7  | Simulierte systematische Unsicherheiten: Zus. Energieverluste . . .  | 180 |
| 8.8  | Simulierte systematische Unsicherheiten: Aufladung . . . . .         | 181 |
| 8.9  | Simulierte systematische Unsicherheiten: Nachbarschaftsanregung      | 182 |
| 8.10 | Simulierte systematische Unsicherheiten: Endzustände . . . . .       | 183 |
| 8.11 | Simulierte systematische Unsicherheiten: Detektoreffizienz . . . . . | 184 |
| I.1  | Simulation von LSS für verschiedene $m_\nu$ -Werte . . . . .         | 219 |
| M.1  | Elektrodensystem Mainz III . . . . .                                 | 224 |
| M.2  | Elektrodensystem Mainz II . . . . .                                  | 225 |

# Tabellenverzeichnis

|     |                                                                                                                   |     |
|-----|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 1.1 | Die 12 fundamentalen Fermionen nach dem Standardmodell. . . .                                                     | 7   |
| 3.1 | Ergebnisse der Energiekalibrationsmessungen mit $^{83\text{m}}\text{Kr}$ . . . . .                                | 63  |
| 3.2 | Tritiumanteil im zur Präparation verwendeten Gas . . . . .                                                        | 68  |
| 3.3 | Schichtdicken . . . . .                                                                                           | 70  |
| 3.4 | Schichtdicken 2 . . . . .                                                                                         | 71  |
| 3.5 | Mittlere Untergrundzählraten der Messungen Q6 und Q7 mit und<br>ohne Pulsung. . . . .                             | 83  |
| 3.6 | Mittlere Untergrundzählrate für die verschiedenen Zeitabschnitte<br>der Messung Q9 mit und ohne Pulsung . . . . . | 83  |
| 3.7 | Mittlere Untergrundzählraten der Messungen Q2-Q12 . . . . .                                                       | 93  |
| 4.1 | Tritiumschichtdickenverluste . . . . .                                                                            | 103 |
| 6.1 | Überblick über die Messparameter . . . . .                                                                        | 130 |
| 6.2 | Vergleich Q7 und Q9 ungepulst . . . . .                                                                           | 133 |
| 6.3 | Mittelwerte für $m_\nu^2$ für verschiedene Untergrundbereiche . . . . .                                           | 136 |
| 7.1 | Ergebnisse der Standardanpassung . . . . .                                                                        | 161 |
| 8.1 | Vergleich der Unsicherheiten im Energieverlust . . . . .                                                          | 176 |
| 8.2 | Einzelmessungen . . . . .                                                                                         | 185 |
| B.1 | Messpunktverteilung für die Messphasen Q3-Q5 . . . . .                                                            | 198 |
| B.2 | Messpunktverteilung für die Messphasen Q6 und Q7 . . . . .                                                        | 199 |

|     |                                                                   |     |
|-----|-------------------------------------------------------------------|-----|
| B.3 | Messpunktverteilung für Messphase Q8-Q10 . . . . .                | 200 |
| B.4 | Messpunktverteilung für Messphase Q10-Q12 . . . . .               | 201 |
| C.1 | Systematische Fehleranteile für Messung Q5 . . . . .              | 203 |
| C.2 | Systematische Fehleranteile für Messung Q6 . . . . .              | 204 |
| C.3 | Systematische Fehleranteile für Messung Q7 . . . . .              | 205 |
| C.4 | Systematische Fehleranteile für Messung Q8 . . . . .              | 206 |
| C.5 | Systematische Fehleranteile für Messung Q11 . . . . .             | 207 |
| C.6 | Systematische Fehleranteile für Messung Q12 . . . . .             | 208 |
| D.1 | Vergleich der Werte für $T_2$ vorher mit und ohne Haube . . . . . | 209 |
| D.2 | Startwerte für die Schichtdickenbestimmung . . . . .              | 210 |
| D.3 | Endwerte für die Schichtdickenbestimmung . . . . .                | 210 |

# Kapitel 1

## Einführung

F. Reines sagte über die Neutrinos: “It’s nothing, almost nothing, ..., the most tiny quality of reality ever imagined by a human being.” Dieses “fast nichts” beschäftigt die Physiker nun schon über siebenzig Jahre. Die Geschichte der Neutrinos beginnt aus einer Not heraus: Ein großes Rätsel im Zusammenhang mit dem  $\beta$ -Zerfall - nämlich das Problem des kontinuierlichen Energiespektrums - wurde durch die Neutrinohypothese von W. Pauli gelöst. Mittlerweile hat sich die anfänglich aus einer Verzweiflung heraus geborene Idee zu einem eigenständigen und vielfältigen Forschungsgebiet entwickelt.

### 1.1 Geschichte der Neutrinos

Lange bevor man die Neutrinos überhaupt kannte, traten sie schon quasi unerkannt auf die Bildfläche im Zusammenhang mit der Entdeckung und Erforschung der Radioaktivität. Mit der Entdeckung der Radioaktivität sind die Namen Henri Becquerel sowie Pierre und Marie Curie verbunden <sup>1</sup>. Um 1904 gelang Rutherford der Nachweis, dass eine Sorte der radioaktiven Strahlung - nämlich die  $\alpha$ -Strahlung - aus Heliumkernen besteht. Durch eine ganze Reihe von Studien war es möglich, die radioaktive Strahlung in drei Gruppen zu unterteilen:

---

<sup>1</sup>H. Becquerel entdeckte 1896 “seltsame Strahlung”, die von Uran-Salzen ausgeht. H. Becquerel beschränkte sich darauf das Phänomen von Uran zu untersuchen und nannte es U-Strahlen. Marie Sklodowska (später Curie) bearbeitete in ihrer Dissertation die von H. Becquerel entdeckten U-Strahlen und zeigte, dass neben Uran auch Thorium diese Strahlen aussendet und somit radioaktiv ist. Im Juli 1898 wies sie zusammen mit ihrem Mann Pierre Radioaktivität für ein neu isoliertes Material nach, das sie Polonium nannte. P. und M. Curie gelang es in mühevoller Kleinarbeit (per Hand) das Präparat - einige Milligramm Radium - aus mehreren Tonnen Pechblende zu isolieren, wofür sie 1903 gemeinsam mit H. Becquerel den Nobelpreis erhielten.

- $\alpha$ -Strahlung: He-Kerne
- $\beta$ -Strahlung: Elektronen
- $\gamma$ -Strahlung: Photonen mit hohen Energien (einige MeV)

Sowohl  $\alpha$ - als auch  $\gamma$ - Strahlung erzeugen ein Linienspektrum, weil im Zweikörperzerfall (d.h. bei der Emission eines Teilchens) die Kinematik eindeutig festgelegt ist. Für die an zweiter Stelle genannte  $\beta$ -Strahlung erwartete man ebenfalls ein Linienspektrum. Ausführliche Studien dieser  $\beta$ -Strahlung zeigten aber ein kontinuierliches Energiespektrum<sup>2</sup>. Damit war das Problem des kontinuierlichen  $\beta$ -Spektrums geboren. Der einzige Weg, um dieses Problem zu lösen, ohne dabei das Prinzip der Energieerhaltung über Bord zu werfen, ist die Beteiligung eines dritten Teilchens am  $\beta$ -Zerfall. Gleichzeitig ist es so auch möglich die Drehimpulserhaltung zu gewährleisten, indem man dem dritten Teilchen die entsprechenden Eigenschaften für den Spin<sup>3</sup> zuschreibt. Das Neutrino wurde von Wolfgang Pauli<sup>4</sup> am 04.12.1930 in Form eines Briefes (siehe Anhang J) an seine Kollegen auf einer Tagung in Tübingen postuliert<sup>5</sup>. 1933/34 entwickelte Enrico Fermi eine Theorie für den  $\beta$ -Zerfall sowie die schwache Wechselwirkung, die in erster Näherung bis heute Gültigkeit hat<sup>6</sup>. Es dauerte noch weitere 26 Jahre, bis das Neutrino experimentell durch Reines und Cowan nachgewiesen wurde. Dieses Experiment benutzte zum Nachweis von Reaktor-neutrinos<sup>7</sup> am Savannah River Reaktor eine

---

<sup>2</sup>Die Messungen wurden von Lise Meitner, Otto Hahn, Charles Wilson, Otto von Baeyer und James Chadwick (1914) durchgeführt.

<sup>3</sup>Zu dieser Zeit war die quantenmechanische Spin-Statistik noch nicht etabliert, deshalb war die Verletzung derselben nicht von großer Bedeutung.

<sup>4</sup>Wolfgang Pauli erhielt für die Entdeckung des so genannten Pauli-Prinzips (Ausschlussprinzip) 1945 den Nobelpreis.

<sup>5</sup>In diesem Brief spricht W. Pauli noch von Neutronen. Dieser Begriff wurde nach der Entdeckung der neutralen Kernbausteine (1932 durch Chadwick) auf Fermis Vorschlag hin in Neutrino geändert.

<sup>6</sup>Analog zur Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung von Dirac - dabei handelt es sich um eine Quantenfeldtheorie - formulierte Fermi eine relativistische Quantentheorie für den  $\beta$ -Zerfall. Er beschrieb den Prozess des Zerfalles durch eine Strom-Strom-Wechselwirkung der Ladungen der schwachen Wechselwirkung. Die Reichweite der schwachen Kräfte setzte er im Gegensatz zu den elektromagnetischen auf Null, was zu einer punktförmigen, sog. Vierpunkt-Wechselwirkung führt. Heute weiß man, dass darüber hinaus die von C.S. Wu 1957 entdeckte maximale Paritätsverletzung für die schwache Wechselwirkung berücksichtigt werden muss, d.h. das zum von Fermi postulierten Vektorstrom (V) zusätzlich noch der Axialstrom (A) auftritt. Dies leisteten dann M. Gell-Mann und R.P. Feynman in der (V-A)-Theorie, die in [Fey58] nachzulesen ist. Außerdem ist der Wechselwirkungspunkt kein Punkt im mathematischen Sinn, denn die Wechselwirkung erfolgt durch den Austausch von geladenen  $W^\pm$ - oder neutralen  $Z^0$ -Bosonen, die 1983 entdeckt wurden ([Arn83, Ban83]). Da die Reichweite dieser Austauschteilchen mit etwa  $10^{-18}$  m sehr klein ist, ist es durchaus sinnvoll, in erster Näherung von einer Punktwechselwirkung zu sprechen.

<sup>7</sup>Starke Neutrinoquellen wie Kernreaktoren als künstliche Neutrinoquellen waren vorher nicht verfügbar und in den 30 er Jahren auch außerhalb jeglicher Vorstellung. Sie machten diesen Nachweis erst möglich.

Cadmiumchloridlösung als Detektor. Die vom Reaktor emittierten Antineutrinos wechselwirken mit den Protonen und erzeugen ein Positron und ein Neutron.

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.1)$$

Dieser Prozess wird inverser  $\beta$ -Zerfall genannt. Das Positron annihiliert mit einem Elektron aus dem umgebenden Material unter Aussendung von zwei Photonen. Das Neutron wird abgebremst und emittiert dabei verzögerte  $\gamma$ 's (15  $\mu$ s). Die räumliche und zeitlich verzögerte Koinzidenz stellt dann das Signal für ein Neutrino dar. Den Wirkungsquerschnitt für den inversen  $\beta$ -Zerfall bestimmten Reines und Cowan zu  $\sigma = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$  [Rei59]. Dieser Wert stimmt sehr gut mit den Voraussagen der um (V-A) erweiterten Fermi-Theorie überein. Für dieses Experiment erhielt F. Reines 1995 den Nobelpreis; sein Kollege C.L. Cowan war leider schon 1974 verstorben. Luis Alvarez und Ray Davis [Dav55] versuchten am gleichen Reaktor ebenfalls Neutrinos nachzuweisen anhand von der Reaktion:

$$\bar{\nu}_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow e^- + \text{Ar}^{37} \quad (1.2)$$

Die Suche blieb allerdings erfolglos<sup>8</sup>. Da Neutrinos keine elektrischen Ladungen tragen, durch deren Vorzeichen sich Teilchen und Antiteilchen voneinander unterscheiden, kann das Neutrino prinzipiell mit seinem Antiteilchen identisch sein. Daraus ergibt sich die Frage, ob das im  $\beta^-$ -Zerfall ( $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ ) auftretende Antineutrino  $\bar{\nu}_e$  und das beim  $\beta^+$ -Zerfall ( $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$ ) auftretende Neutrino  $\nu_e$  verschiedene Teilchen sind, d.h. ob es eine additive Quantenzahl (Leptonzahl  $L$ ) gibt, in deren Vorzeichen sich  $\nu_e$  ( $L=1$ ) und  $\bar{\nu}_e$  ( $L=-1$ ) unterscheiden. Das Elektron erhält  $L=1$  und das Positron  $L=-1$ . Betrachtet man nun die Reaktion von Reines und Cowan, so ist  $L$  erhalten, während sie für die von Alvarez und Davis gesuchte Reaktion nicht erhalten ist.

Die Entdeckung des Myonneutrinos ließ nicht so lange auf sich warten. 1959 wurde von Pontecorvo [Pon60] die Frage gestellt, ob das im Zusammenhang mit  $e^\pm$  auftretende Elektronneutrino und das im Zusammenhang mit  $\mu^\pm$  auftretende Myonneutrino identische Teilchen sind. Pontecorvo [Pon60] und Schwartz [Sch60] machten unabhängig voneinander den Vorschlag, Myon-Neutrinos an einem Proton-Beschleuniger zu untersuchen, da es dort hohe Energien gebe, die das Arbeiten mit Myonen erlauben<sup>9</sup>. Das entscheidende Experiment fand unter der Führung von L. Lederman, M. Schwartz und J. Steinberger 1962 [Dan62] am Beschleuniger in Brookhaven (BNL) statt. Dazu wurde ein Proton-Strahl von 15 GeV auf ein Beryllium-Target geschossen.

$$p + Be \rightarrow \pi^+ + X \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (1.3)$$

---

<sup>8</sup>Die Reaktion  $\nu_e + \text{Cl}^{37} \rightarrow e^- + \text{Ar}^{37}$  findet sehr wohl statt und wurde zum Nachweis von solaren Neutrinos von Davis beobachtet.

<sup>9</sup>Genügend intensive Proton-Strahlen und damit Neutrinostrahlen wurden erst durch die Inbetriebnahme von Proton-Synchrotrons mit alternierendem Gradienten, also starker Fokussierung möglich, was am CERN 1959 und am BNL 1960 gelang.

Im Target wurden u.a. Pionen und Kaonen erzeugt, von denen ein Teil im Flug zerfiel. Eine Eisenabschirmung (13.5 m dick) beseitigte Hadronen und die entstehenden Myonen, sodass dahinter nur noch die Neutrinos übrig blieben. Als Detektor wurde eine Funkenkammer mit Aluminium-Platten verwendet. Die Signatur für ein Myon in einem solchen Detektor ist eine einzige gerade Spur, die sich sehr gut von der Spur eines Elektrons, das einen elektromagnetischen Schauer erzeugt, unterscheiden lässt. Das Experiment fand praktisch nur Myon-Spuren und konnte so nachweisen, dass  $\nu_e$  und  $\nu_\mu$  verschiedene Teilchen sind und das  $\nu_\mu$  auch existiert. Alle drei erhielten dafür 1988 den Nobelpreis. Vollständig nachgewiesen wurden die Neutrinos des Standardmodells dann im Jahr 2000, als es der DONUT-Kollaboration am Fermilab gelang, auch noch das Tau-Neutrino  $\nu_\tau$ <sup>10</sup> zu entdecken [Kod01]. Ein intensiver Teilchenschauer wird erzeugt, indem ein 800 GeV Proton-Strahl in einen Beamdump mit Eisenschild geleitet wird. Nur Neutrinos können diesen Aufbau wieder verlassen und werden dann anhand des geladenen Tauleptons und seines Zerfalles mit Hilfe eines fotografischen Emulsionstargets nachgewiesen.

Schon früher wurden weitere wichtige Eigenschaften der Neutrinos nachgewiesen. Im Jahr 1973 gelang es mit der Blaskammer Gargamelle am CERN die neutralen Ströme im Neutrino-sektor zu entdecken [Has73], wie sie in der vereinheitlichten Theorie der elektroschwachen und der elektromagnetischen Wechselwirkung von Glashow, Weinberg und Salam 1967/68 vorausgesagt wurden. Dabei handelt es sich um Reaktionen, bei denen das Neutrino mit Materie wechselwirkt, ohne dabei in ein anderes Teilchen transformiert zu werden.

Ein weiterer wichtiger Meilenstein in der Neutrinogeschichte war die Entdeckung von den Austausch-Bosonen der schwachen Wechselwirkung im Jahr 1983, deren Existenz ebenfalls von der Glashow-Salam-Weinberg (GWS)-Theorie vorausgesagt wurde<sup>11</sup>. Die geladenen W-Bosonen wurden am CERN am Super-Proton-Synchrotron (SPS) von der UA1 [Arn83] und der UA2 [Ban83] Kollaboration durch ihren Zerfall in ein Elektron<sup>12</sup> und ein Antineutrino ( $W^-$ ) bzw. ein Positron und ein Elektronneutrino ( $W^+$ ) fast gleichzeitig entdeckt. Im Jahr 1984 erhielten C. Rubbia und S. van der Meer den Nobelpreis für diese Entdeckung. Das neutrale  $Z^0$ -Boson zeigt sich durch  $e^+e^-$  bzw.  $\mu^+\mu^-$ -Paare. Aus der genauen Vermessung der Breite des  $Z^0$ -Zerfalls ist es möglich, die Anzahl der leichten Neutrinosorten zu bestimmen. Das wurde am CERN mit den vier LEP-Experimenten ALEPH, DELPHI, L3 und OPAL durch die Messung der totalen Zerfallbreite  $\Gamma_Z$

---

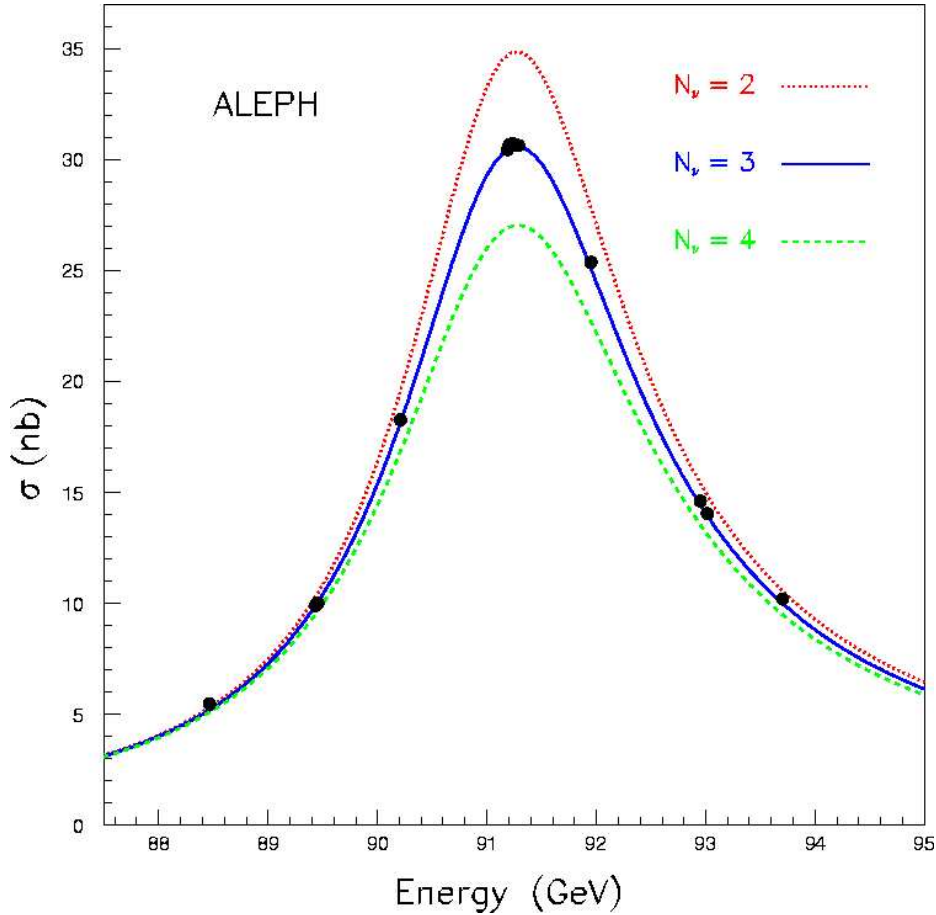
<sup>10</sup>Die Entdeckung des schweren Leptons  $\tau$  (1975) am  $e^+e^-$ -Collider SPEAR am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) durch Perl [Per75] und seine Mitarbeiter etablierte die dritte Familie und führte zu einer Suche nach dem Tauneutrino  $\nu_\tau$ . Martin L. Perl erhielt 1995 den Nobelpreis für die Entdeckung des  $\tau$ .

<sup>11</sup>Die entsprechenden Referenzen sind [Gla61], [Sal68], [Wei67] und alle drei erhielten 1979 den Nobelpreis.

<sup>12</sup>Dieser Nachweis ist sehr schwierig gewesen, weil der Wirkungsquerschnitt bei den damaligen Energien des CERN-Beschleunigers mit  $\propto 10^{-33} \text{ cm}^2$  ungeheuer klein ist.



des  $Z^0$ -Bosons und seiner partiellen Breiten für Zerfälle in Hadronen und geladene Leptonen untersucht. In Abbildung 1.1 sind die theoretischen Kurven nach [Bus93] und die experimentellen Ergebnisse aus dem ALEPH-Experiment dargestellt. Die Daten stimmen sehr gut mit der Anzahl von drei leichten Neutrinosorten überein<sup>13</sup>. Die Neutrinos sind also schwach wechselwirkende neutrale Teilchen



**Abbildung 1.1: Vermessung der Breite des  $Z^0$ -Zerfalles.** Dargestellt sind als Punkte die Daten des ALEPH-Experimentes für die Vermessung der Breite des  $Z^0$  und die jeweiligen Anpassungen für verschieden Werte und eine Anzahl von leichten Neutrinos. Die Daten stimmen sehr gut mit  $N_\nu=3$  überein.

mit Spin  $\frac{1}{2}$ , die im Standardmodell der Elementarteilchenphysik folgendermaßen ihren Platz finden: Die Quarks treten in Paaren auf und sind nach aufsteigender Masse in drei Familien oder Generationen angeordnet. Die Neutrinos gehören zu

<sup>13</sup>Es ist auch möglich die Anzahl der leichten Neutrinoarten  $N_\nu$  aus der Supernova SN1987A oder der primordialen Nukleosynthese nach dem Urknall zu bestimmen, aber beide Methoden haben einen wesentlich größeren Fehler als die Messungen im Zusammenhang mit dem  $Z^0$ . Die Particle Data Group gibt als kombiniertes Ergebnis für alle LEP-Daten für  $N_\nu = 2.994 \pm 0.012$  nach [Hag02] an.

den Leptonen und bilden die neutralen Partner zu den geladenen Leptonen: Elektron, Myon und Tau. Die Leptonen<sup>14</sup> sind ebenfalls nach aufsteigender Masse in drei Familien angeordnet. Innerhalb des Standardmodells werden die Neutrinos als masselose Teilchen betrachtet. Quarks und Leptonen bilden zusammen die zwölf fundamentalen Fermionen, die in Tabelle 1.1 nochmals zusammengefasst sind.

Das Standardmodell ist nicht in der Lage, die Massenverteilungen der Teilchen zu erklären, d.h. die Massen müssen mit Hilfe von Experimenten bestimmt werden. Da bis vor kurzem experimentell noch keinerlei Hinweise auf Neutrinomassen gefunden wurden, ordnete man der Einfachheit halber den Neutrinos keine Masse zu (wird auch in der GSW-Theorie nicht benötigt). Das Modell kann aber für massive Neutrinos erweitert werden. Allerdings ist das nicht sehr befriedigend, denn es bleibt die Frage, warum die Massen der Neutrinos so viel kleiner sind als die der übrigen Teilchen.

Über das Standardmodell hinausgehende Theorien fordern meist eine endliche Ruhemasse für die Neutrinos. So genannte Grand Unified Theories (GUT, z.B. [Ell82]) beschreiben die elektroschwache Wechselwirkung sowie die starke Wechselwirkung in einer einheitlichen mathematischen Weise und benötigen dafür massive Neutrinos. Die unterschiedliche Wirkung und Reichweite der einzelnen Kräfte kommt - wie schon im Standardmodell - durch die unterschiedlichen Massen der Austauschteilchen zustande.

In der Eichfeldtheorie der schwachen Wechselwirkung können grundsätzlich zwei Sorten von Massentermen auftauchen, Diracterme ( $\bar{\Psi}_R \Psi_L$  bzw.  $\bar{\Psi}_L \Psi_R$ ) und Majoranaterme ( $\bar{\Psi}_L \Psi_L$  bzw.  $\bar{\Psi}_R \Psi_R$ ). Für eine allgemeine Beschreibung müssen beide Sorten Massenterme kombiniert werden. Die Neutrinomassen sind im Vergleich zu den übrigen Fermionen extrem klein und lassen sich deshalb auch sehr schwer erklären. Die meisten Modelle benutzen den sog. See-Saw-Mechanismus (siehe z.B. [Yan80]), der über das Standardmodell hinaus geht und eine natürliche Erklärung für die kleinen Massen liefert. Dabei wird jeder Lepton-Familie neben dem leichten linkshändigen Neutrino  $\nu_L$  ( $m_L \approx 0$ ) ein superschweres rechtshändiges Majorana-Neutrino<sup>15</sup>  $\nu_R$  ( $m_R \gg m_D$ ) zugeordnet. Man erhält auf diese Weise kleine, in der Regel hierarchisch ( $m_1 \ll m_2 \ll m_3$ ) angeordnete Massen, wie man es von den Massen der geladenen Fermionen kennt. Andere Modelle generieren ein weiteres Higgs-Feld, das den Neutrinos ihre Masse gibt. In diesen Modellen ist auch eine degenerierte ( $m_1 \approx m_2 \approx m_3$ ) Massenordnung denkbar.

---

<sup>14</sup>Der Name Leptonen kommt aus dem Griechischen von  $\lambda\epsilon\pi\tau\omicron\sigma$  und bedeutet leicht oder winzig.

<sup>15</sup>Unter einem Majorana-Teilchen versteht man ein Teilchen, dass sein eigenes Antiteilchen ist, also unter Ladungskonjugationstransformationen invariant bleibt.

**Tabelle 1.1: Die 12 fundamentalen Fermionen nach dem Standardmodell.**

| Familie  | 1                                            | 2                                                | 3                                                  |
|----------|----------------------------------------------|--------------------------------------------------|----------------------------------------------------|
| Leptonen | $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$ | $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$ |
| Quarks   | $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$       | $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$           | $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$             |

## 1.2 Neutrinoquellen

In diesem Abschnitt wird ein kurzer tabellarischer Überblick über die verschiedenen Quellen von Neutrinos gegeben. Neben natürlichen Quellen, gibt es auch künstliche Neutrinoquellen, die vor allem zur Herstellung von möglichst intensiven Neutrinostrahlen dienen, um mit diesen Neutrinos zu experimentieren.

1. Neutrinos aus dem Urknall. Dabei handelt es sich um Neutrinos jeder Familie, die übrig sind aus dem thermodynamischen Gleichgewichtszustand, in dem sich das Universum ca. 1 s nach dem Urknall befand. Sie stellen wie die Cosmic Microwave Background Radiation (CMBR) <sup>16</sup> eine Hintergrundstrahlung dar, allerdings bei noch geringeren Temperaturen von ungefähr 1.9 K. (Das entspricht einer Entkopplungszeit von etwa 1 s nach dem Urknall.) Von diesen Hintergrundneutrinos gibt es ungefähr 336 pro  $\text{cm}^3$  (gleichviele von jeder Sorte) <sup>17</sup>.
2. Die Erdatmosphäre. Teilchen der kosmischen Strahlung (überwiegend Protonen) stoßen mit den Atomkernen in der Atmosphäre zusammen und erzeugen dabei hochenergetische, auf die Erdoberfläche gerichtete Luftschauer, die geladene Mesonen enthalten. Die atmosphärischen Neutrinos stammen aus Zerfällen von Kaonen, Pionen oder der dabei entstehenden Myonen. Das Verhältnis von Myonneutrinos zu Elektronneutrinos ist ungefähr 2:1, Tauneutrinos kommen in diesem Zusammenhang praktisch nicht vor.
3. Die Sonne. Bei der Fusionsreaktion, die sich im Wesentlichen mit  $4p \rightarrow \text{He}^4 + 2e^+ + 2\nu_e$  zusammenfassen lässt, entstehen in einer Reihe von Nebenreaktionsschritten Elektronneutrinos.

<sup>16</sup>Diese kosmische Mikrowellenhintergrundstrahlung wurde 1965 von Penzias und Wilson entdeckt [Pen65], wofür sie beide 1978 den Nobelpreis erhielten.

<sup>17</sup>Die Energie dieser Neutrinos ist aufgrund ihrer geringen Temperatur so niedrig (0.00025 eV), dass sie verständlicherweise noch nicht nachgewiesen wurden. Es ist auch aus heutiger Sicht kaum vorstellbar, dass der Nachweis in absehbarer Zeit gelingt.

4. Supernovaexplosionen. Bei einer Supernova entstehen alle Neutrinosorten. Der auslösende Gravitationskollaps des inneren Kerns eines massereichen Sterns führt u.a. zu einem Ausbruch von Neutrinos, die dabei die Aufgabe übernehmen, die beim Kollaps frei werdende Energie wegzutragen.
5. Natürliche Radioaktivität. In jedem  $\beta$ -Zerfall entstehen Neutrinos ( $\nu_e, \bar{\nu}_e$ ).
6. Künstlich erzeugte Neutrinos stammen aus Beschleunigern und Kernreaktoren. An Beschleunigern werden hochenergetische Neutrinos ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ) mit bis zu 100 GeV aus Zerfällen von hochenergetischen Pionen oder Kaonen im Fluge erzeugt, die dann benutzt werden, um Kernstrukturen und die schwache Wechselwirkung zu untersuchen. Reaktor-neutrinos sind ein Nebenprodukt der Kernkraftwerke. Sie stammen aus den  $\beta^-$ -Zerfällen von neutronenreichen Spaltprodukten und es handelt sich ausschließlich um Elektronantineutrinos. Für einen durchschnittlichen Standardreaktor werden ungefähr  $5 \cdot 10^{20}$  Neutrinos pro Sekunde mit einer Energie von etwa 4 MeV produziert.

In Abbildung 1.2 sind die Flussspektren der genannten Quellen (außer Beschleunigern) dargestellt.

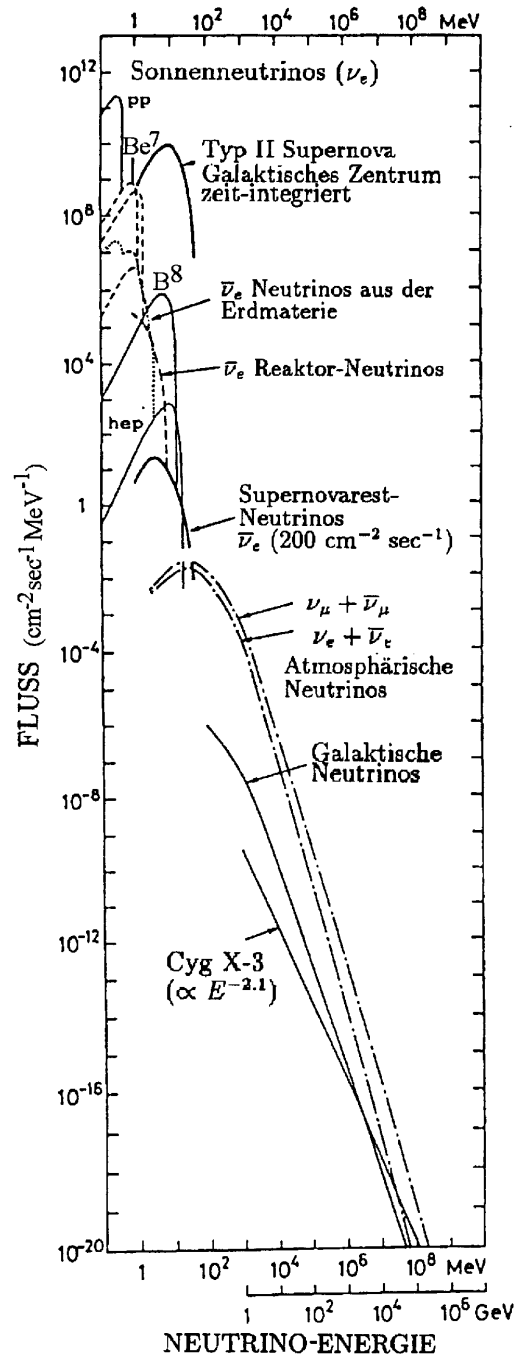


Abbildung 1.2: Flussspektren von Neutrinos aus verschiedenen Quellen (aus [Sch97]). Dargestellt sind die Flüsse für die verschiedenen Neutrinoquellen über der Neutrinoenergie.

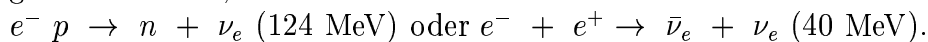
### 1.3 Relevanz in der Kosmologie

Neutrinos und ihre Massen spielen auch in der Kosmologie eine große Rolle. Nach der Urknalltheorie sind in frühen Stadien des Universums sehr viele Neutrinos entstanden, die noch heute in Form von Hintergrundstrahlung von etwa 1.9 K existieren müssten. Diese Neutrinos (etwa 336 pro  $\text{cm}^3$ , d.h. etwa  $10^9$  Mal mehr als Baryonen) haben heute eine extrem niedrige Energie von ungefähr 0.00025 eV und deshalb auch einen extrem kleinen Wirkungsquerschnitt von  $10^{-54} \text{ cm}^2$ , d.h. sie sind bis auf Weiteres experimentell nicht nachweisbar. Allerdings haben die kosmologischen Neutrinos bei der Urknall-Nukleosynthese der leichten Elemente eine entscheidende Rolle gespielt <sup>18</sup>.

Aufgrund der hohen Anzahl von Neutrinos könnten diese schon bei einer geringen Masse einen entscheidenden Beitrag zur dunklen Materie liefern. Nur mit einer ausreichend großen Masse der dunklen Materie wäre es möglich, die derzeitige Expansion des Universum zu erklären. In den letzten Jahren haben die kosmologischen Experimente erheblich an Präzision gewonnen. Die Ergebnisse der verschiedenen Gruppen stimmen so gut überein, dass ein kosmologisches Standardmodell entwickelt wurde. Danach ist die zur Zeit plausibelste Aufteilung von Beiträgen zur gesamten Massen/Energiedichte des Universums  $\Omega_0$  folgende: Dunkle Energie 73%, Cold Dark Matter (CDM) 23%, Baryonen 4% [Spe03].

Es sind sogar Aussagen über die Neutrinomasse möglich, die die Schranken der Laborexperimente unterschreiten, diese sind allerdings sehr modellabhängig (siehe Kapitel 9).

Neben den Neutrinos aus dem Urknall gibt es noch weitere Neutrinoquellen im Kosmos. Bei Supernovaexplosionen entstehen Neutrinos in Reaktionen, die Energie verbrauchen, wie z.B:



Werden diese detektiert, wie bei der SN1987A, so können mit ihrer Hilfe Modelle getestet werden und Rückschlüsse auf die Eigenschaften von Neutrinos gezogen werden. Die SN1987A wurde in drei Detektoren mit einigen wenigen Ereignissen nachgewiesen. Der eine war IMB, der zweite das Baksan-Experiment und der dritte das KamiokaNDE-Experiment <sup>19</sup>, das unmittelbar vorher seine Energieschwelle gesenkt hatte und somit in der Lage war, die Ereignisse zu detektieren. Mit der Flugzeitmethode lässt sich aus der Zeitverteilung der ankommenden Neutrinos ebenfalls eine Obergrenze für die Neutrinomasse ableiten. Je nach Analyse (Aus-

---

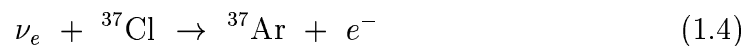
<sup>18</sup>Die Neutrinos bestimmen das Verhältnis von Protonen und Neutronen und somit auch den Massenanteil von  $\text{He}^4$ . Für eine Beschreibung des Prozesses siehe z.B. [Sch97]. Im frühen Universum vor ihrer Abkopplung nach etwa 1 s, d.h. bei wesentlich höheren Dichten und Temperaturen, waren  $\nu$ 's im thermodynamischen Gleichgewicht mit anderen geladenen Teilchen über Reaktionen wie  $e^+ + e^- \leftrightarrow \nu + \bar{\nu}$  oder die schon genannte Reaktion  $\bar{\nu}_e + p \leftrightarrow n + e^+$ .

<sup>19</sup>Masatoshi Koshiba erhielt 2002 für die Detektion der Supernova-Neutrinos mit dem Kamiokande-Detektor einen Nobelpreis.

wahl der zugrunde liegenden Daten und Modelle) erhält man verschiedene Werte. Bei einer möglichst modellunabhängigen Analyse erhält man  $m_\nu \leq 23 \text{ eV}/c^2$  nach Referenz [Gro00]. Nach einer neuen Analyse von T.J. Loredo und D.Q. Lamb, die auf ein Modell zurückgreift, erhält man - wie in [Lor02] angegeben -  $5.7 \text{ eV}/c^2$  als Obergrenze für die Masse der Elektronenneutrinos. Diese Referenz ist seit 2003 ebenfalls in der Liste der PDG zu finden.

## 1.4 Neutrinooszillationen

Im Jahr 2002 erhielten Raymond Davis, Jr. und Masatoshi Koshiba den Nobelpreis in Physik für “pioneering contributions to astrophysics, in particular for the detection of cosmic neutrinos”. Unter der Leitung von Ray Davis wurde von einer Gruppe des Brookhaven National Laboratory (BNL) Mitte der 60er Jahre in der Homestake Goldmine in South Dakota (USA) in einer Tiefe von 1460 m der erste Detektor zur Messung des solaren Neutrinoflusses konstruiert. Der Standort in einer Mine wird gewählt, weil nur so der Untergrund durch kosmische Strahlung weit genug unterdrückt werden kann, was für alle Experimente dieser Art unumgänglich ist. Beim Fusionsprozess<sup>20</sup> in der Sonne entstehen Elektronenneutrinos in verschiedenen Prozessen (diese geben den entstehenden Neutrinos ihre Namen) mit unterschiedlichen Energien. In Abbildung 1.3 ist das Spektrum des solaren Neutronflusses dargestellt. Der Detektor des Homestake-Experimentes besteht aus einem großen Tank, der 615 t flüssiges Perchlorethylen ( $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ) enthält<sup>21</sup>. Im Tank wechselwirkende Neutrinos werden eingefangen und wandeln das Chlor in Argon um:



Die Schwellenenergie für diese Reaktion (inverser  $\beta$ -Zerfall) beträgt 814 keV, man kann also außer den pp-Neutrinos alle Sorten von solaren Neutrinos nachweisen. Nach 60 - 70 Tagen werden die erzeugten radioaktiven Argon-Atome in einer komplizierten Prozedur aus dem Tank extrahiert und mit kleinen Proportionalzählrohren wird anschließend ihre Anzahl über den Rückzerfall ( $T_H = 35 \text{ d}$ )  ${}^{37}\text{Ar} + e^- \rightarrow {}^{37}\text{Cl} + \nu_e + \text{Auger} + \text{X-rays}$  bestimmt<sup>22</sup>. Das radiochemische Experiment arbeitet kontinuierlich seit 1970<sup>23</sup>. Das Ergebnis für die Messungen zwischen 1970 und 1994 lautet nach [Dav96]:  $R_{exp} = 2.56 \pm 0.22 \text{ SNU}$ .

Das entspricht etwa 0.5 Argonatomen/Tag. Dieser experimentelle Wert liegt signifikant unter dem vom SSM (Solar Standard Model) nach [Bah92] vorhergesagten

---

<sup>20</sup>Es gibt zwei Zyklen für den Fusionsprozess in der Sonne, dabei entfallen 98% auf den sog. pp-Zyklus und 2% auf den sog. CNO-Zyklus.

<sup>21</sup>Das entspricht  $2.2 \cdot 10^{30}$   ${}^{37}\text{Cl}$ -Atomen mit einer Gesamtmasse von 133 t.

<sup>22</sup>Dabei wird beim Elektroneneinfang (EC) eine Energie von 2.82 keV in Form von Röntgenstrahlung oder Augerelektronen (im Mittel  $3.5 e^-$  pro Zerfall) frei.

<sup>23</sup>Inzwischen sind weitere Messungen allerdings nicht mehr möglich, weil die Pumpen abgestellt wurden (2003) und das Labor somit vollständig mit Wasser überflutet wurde.

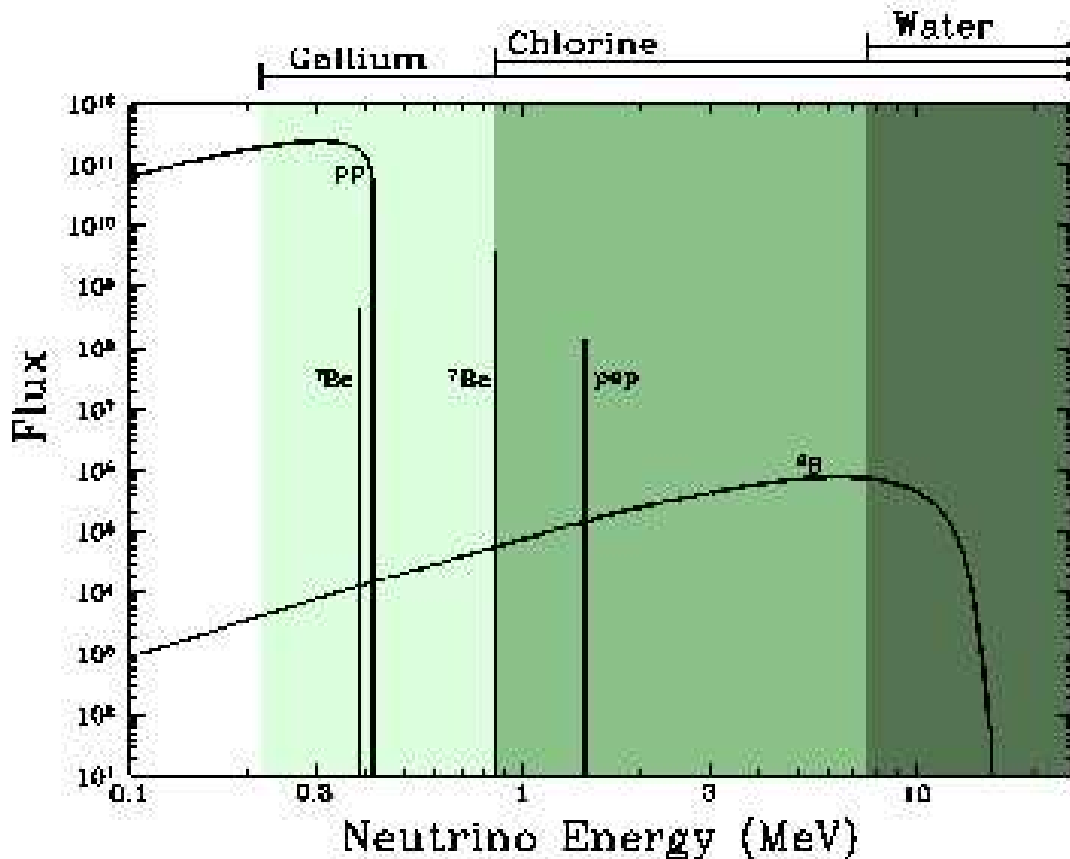


Abbildung 1.3: Neutrinofluss von der Sonne nach SSM.

Dargestellt ist das Spektrum des Neutrinoflusses auf der Erde von der Sonne nach dem Standard Sonnen Modell (SSM), das von J. Bahcall entwickelt wurde. Das Bild stammt von seiner Homepage [Bah03].

Wert von:  $R_{SSM} = 8.0 \pm 3.0 \text{ SNU}$  ( $3\sigma$ ).

Die Werte werden in der Einheit SNU angegeben, wobei SNU für Solar Neutrino Unit steht und sich folgendermaßen in bekannte Einheiten übersetzen lässt:

$1 \text{ SNU} = 10^{-36} \nu_e$ -Einfänge pro s und Targetkern.

Damit war das sog. Sonnenneutrino problem geboren, denn auch alle nachfolgenden Experimente wie GALLEX (Gallium Experiment) [Ans95], SAGE <sup>24</sup> (Soviet-

<sup>24</sup>Bei Gallex und Sage handelt es sich ebenfalls um radiochemische Experimente, die mit der Reaktion  $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$  arbeiten und deren Energieschwelle mit 233 keV am niedrigsten liegt. Sie und ihr Nachfolger GNO (Gallium Neutrino Observatory) [GNO00] sind somit die einzigen Experimente, mit denen ein Teil des pp-Neutrino-Flusses vermessen werden kann.



American Gallium Experiment) [Abd95] und Kamiokande <sup>25</sup> (Kamioka Nucleon Decay Experiment) [Kos92] beobachteten ein signifikantes Defizit an solaren Neutrinos gegenüber der Vorhersage des SSM <sup>26</sup>.

Das SSM wurde kritisch überprüft und erwies sich immer wieder als richtig. Messungen aus der Helioseismologie (siehe z.B. [Chr96]) bestätigten es ebenfalls. Also blieb nur noch die Lösung für das Sonnenneutrinoproblem in den Eigenschaften der Neutrinos selbst zu suchen.

Nach der Idee von Neutrinooszillationen, ist es den Neutrinos möglich von einem Flavourzustand in einen anderen überzugehen. Damit diese flavourändernden Übergänge stattfinden können, müssen die Neutrinos zwei Eigenschaften aufweisen:

- Nicht alle Neutrinos dürfen die gleiche Masse haben, insbesondere ist mindestens eine Neutrinosorte nicht masselos.
- Die Neutrinos müssen untereinander mischen, d.h. die Leptonflavourzahlen sind nicht streng erhalten.

Die einzelnen Neutrinos  $\nu_\alpha$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) (Flavoureigenzustände) sind also aus einer nicht trivialen Überlagerung von Masseneigenzuständen  $\nu_i$  ( $i=1, 2, 3$ ) zusammengesetzt. Insbesondere bedeutet dies, dass die Propagation von Neutrinos als Masseneigenzustände stattfindet. Die Verknüpfung geschieht durch eine unitäre Matrix  $U_{\alpha i}$ .

$$m_{\nu_\alpha} = \sum_i U_{\alpha i} m_{\nu_i} \quad (1.5)$$

Anhand von zwei Neutrinosorten soll hier kurz das Prinzip der Neutrinooszillationen erläutert werden. Die jeweiligen Flavourzustände setzen sich dann aus zwei Masseneigenzuständen zusammen.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

Dabei gibt  $\vartheta$  den sog. Mischungswinkel an. Wird in einer Quelle z.B. ein Elektroneneutrino produziert, so propagiert jeder Masseneigenzustand separat. Sind die Masseneigenzustände nicht identisch, so haben sie unterschiedliche Phasen

---

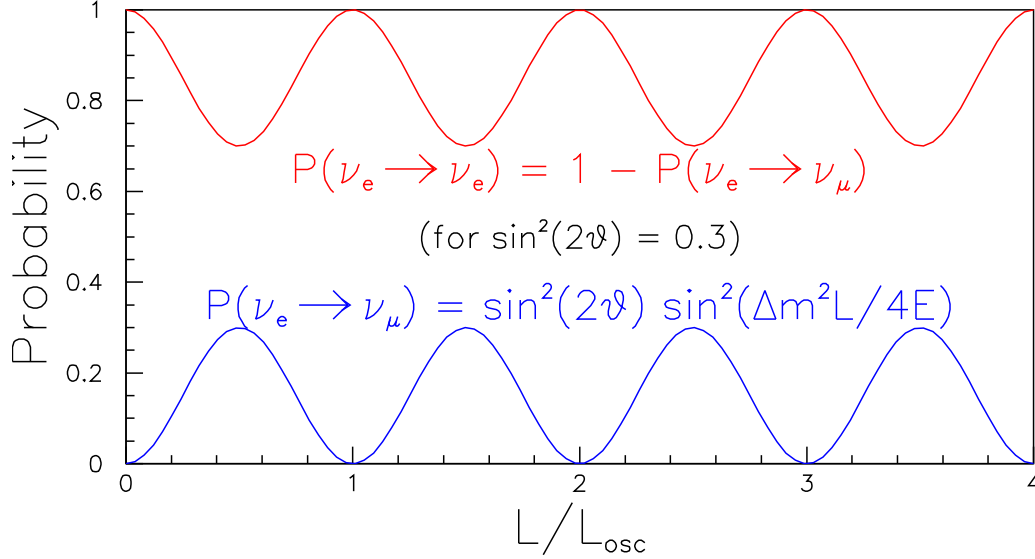
<sup>25</sup>Kamiokande ist ein Wasser-Cerenkov-Detektor und hat eine Energieschwelle von 7.5 MeV, kann also lediglich den Fluss der hochenergetischen <sup>8</sup>B-Neutrinos vermessen. Dem Nachfolgeexperiment Superkamiokande (SK) gelang es dann die Energieschwelle bis auf 5.5 MeV zu senken. Mit diesen beiden Experimenten ist der Name des zweiten Nobelpreisträgers von 2002 - Masatoshi Koshiba - verknüpft. Er war der Sprecher des Kamiokande-Experimentes, das 1987 Neutrinos aus der Supernova 1987A nachweisen konnte. Neben dem Kamiokande Detektor gelang das noch dem IMB-Detektor und dem Detektor des Baksan-Experimentes.

<sup>26</sup>Die gemessenen Defizite lagen zwischen 33% und 56%.

und es hängt von der zurückgelegten Wegstrecke  $L$  ab, ob im Detektor wieder ein Elektronneutrino nachgewiesen wird. Die Wahrscheinlichkeit im Detektor ein Elektronneutrino nachzuweisen lässt sich dann folgendermaßen ausdrücken:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = \sin^2 2\vartheta \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.6)$$

Abbildung 1.4 stellt die obige Formel an einem speziellen Beispiel dar. Die Mess-



**Abbildung 1.4: Oszillationswahrscheinlichkeiten.** Dargestellt sind für den vereinfachten Fall einer Zweiflavormischung mit einem Mischungswinkel  $\vartheta = 0.3$  die Wahrscheinlichkeiten  $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$  und  $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$  über  $L/L_{osc}$ , wobei  $L_{osc} = 2.5 \text{ km} \frac{E [\text{GeV}]}{\Delta m^2 [\text{eV}^2]}$  die Oszillationlänge ist.

größe aller Oszillationsexperimente ist die quadratische Differenz zweier Neutrinomasseneigenzustände:  $\Delta m_{ij}^2 = |m^2(\nu_i) - m^2(\nu_j)|$ .

Die Neutrinooszillationen sind mittlerweile in verschiedenen Bereichen etabliert, was aus einer ganzen Reihe von Experimenten folgt. Die wichtigsten sollen im Folgenden kurz zusammengefasst werden.

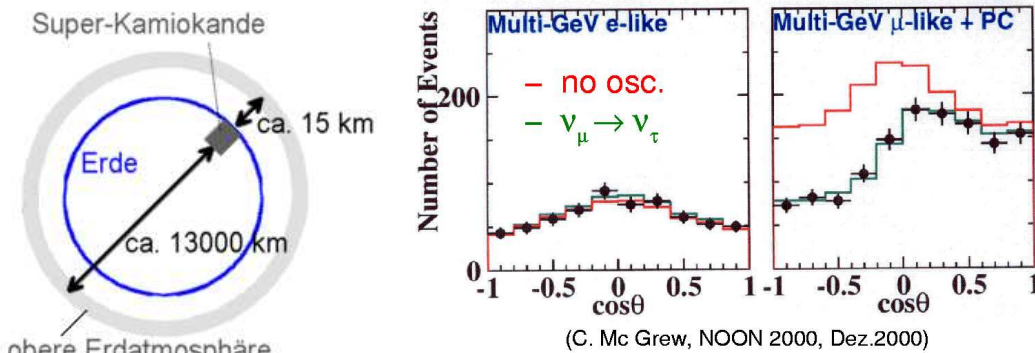
Im Bereich der atmosphärischen Neutrinos gelang dem SK-Experiment 1998 der Nachweis von Neutrinooszillationen. Der Superkamiokande-Detektor ist ein großer mit 50 000 t Wasser gefüllter Tank, der sich ungefähr 1 km unter der Erdoberfläche befindet. Das im Tank entstehende Cerenkovlicht wird mit 11 200 Photomultipliern nachgewiesen<sup>27</sup>. Hochenergetische kosmische Strahlung, überwiegend in

<sup>27</sup>Leider hatte das Experiment am 12.11.2001 einen tragischen Unfall. Beim Befüllen mit Wasser implodierte einer der Photomultiplier und löste eine Kettenreaktion aus. Ungefähr die Hälfte der Photomultiplier wurde zerstört. Am 06.12.2002 begann das Experiment von Neuem mit der Datenaufnahme, nachdem die verbliebenen Photomultiplier (5200 innen + 1885 außen) wieder gleichmäßig über das Volumen verteilt wurden.

Form von Protonen und Heliumkernen, tritt in Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre und erzeugt dabei Pionen, die in Myonen und dann in Elektronen zerfallen. Dabei entstehen Myon- und Elektron- Neutrinos im Verhältnis 2:1. Mit dem Superkamiokande Detektor wurde für von unten durch die Erde kommende Myonneutrinos ein deutliches Defizit (siehe Abb. 1.5) festgestellt. Als Erklärung für dieses Phänomen wird angenommen, dass ein Teil der  $\nu_\mu$  sich auf dem Weg durch die Erde in  $\nu_\tau$  umwandelt, die im Detektor nicht nachgewiesen werden können. Die Ergebnisse sind in Referenz [Fuk98] veröffentlicht und führen zu folgenden Oszillationsparametern für die beste Anpassung:

$\Delta m^2 = 3.2 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/\text{c}^4$  (90% C.L.) bei maximaler Mischung (d.h.  $\sin^2 2\vartheta = 1$ )<sup>28</sup>.

K2K: Dabei handelt es sich um ein sog. Long Baseline Neutrino Oscillation Experiment [Ahn01], das einen Neutrinostrahl mit einer Energie von 1.3 GeV (98%  $\nu_\mu$ ) vom KEK zum 250 km weit entfernten Superkamiokande Detektor (far) schickt. Direkt am Strahl befindet sich ein sog. naher Detektor (near). Aus dem Vergleich der gemessenen Flüsse in beiden Detektoren lassen sich ebenfalls Aussagen über die Oszillationsparameter machen. Von Juni 1999 bis Juli 2001 wurden Messungen durchgeführt und die erhaltenen Oszillationsparameter sind gut verträglich mit denen von SK bei atmosphärischen Neutrinos.  $\Delta m^2 = (1.5 - 3.9) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/\text{c}^4$  und  $\sin^2(2\vartheta) = 1$  für 90% C.L. (siehe [Ahn03]).



**Abbildung 1.5: Ergebnisse für durch die Erde kommende Myonneutrinos.** Dargestellt ist links schematisch der Super-Kamiokande Detektor, der unter anderem durch die Erde kommende Myonneutrinos nachweist. Die Signaturen für Elektron- und Myonneutrinos sind rechts aufgetragen, wobei neben den Daten auch die Erwartungen jeweils mit und ohne Auftreten von Oszillationen gezeigt sind.

<sup>28</sup>Auf der EPS-HEP Konferenz 2003 [Hay03] wurden als Ergebnis für das vollständige SK-I (1489 Tage) Datenset vorläufig folgende Zahlen vorgestellt: Unter der Annahme von Oszillationen:  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Beste Anpassung:  $(\sin^2 2\vartheta, \Delta m^2) = (1.0, 2.0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/\text{c}^4)$  mit  $\chi^2 = 170.8/170 \text{ d.o.f.}$  Für 90% C.L. ergibt sich im zweidimensionalen Plot dann folgende Fläche:  $\sin^2(2\vartheta) > 0.9$  und  $1.3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2 < \Delta m^2 < 3.0 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$

Die Annahme, dass keine Oszillationen stattfinden, führt zu einem Chiquadratwert von:  $\chi^2 = 445.2/172 \text{ d.o.f.}$  Die leichten Änderungen rühren daher, dass der Neutrinofluss von Honda [Hon01] genauer berechnet wurde.

Die Lösung des solaren Neutrinoproblems gelang dem SNO-Experiment, dabei steht SNO für Sudbury Neutrino Observatory nach dem Ort, an dem experimentiert wird. Es handelt sich um einen Cerenkov Detektor, der mit schwerem Wasser gefüllt ist und eine Energieschwelle von 5 MeV aufweist. Der Detektor enthält 1000 t D<sub>2</sub>O (schweres Wasser) und befindet sich in einem acrylischen Behälter (Plexiglas) von 12 m Durchmesser. Dieser Behälter ist von 9600 Photomultipliern - das entspricht 56% Flächenabdeckung - umgeben, die das Licht detektieren. Außerdem ist der innere Behälter noch von zwei weiteren Wasserbehältern zur Abschirmung umgeben. Der Detektor befindet sich in einer Mine in 2070 m Tiefe, um den Untergrund durch kosmische Strahlung zu unterdrücken.

Zum ersten Mal war es möglich, alle drei auftretenden Reaktion zu vermessen:

- Geladene Stromreaktionen (CC charged current):  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$   
Diese Reaktion ist nur für Elektronenneutrinos möglich, da ein geladenes Lepton entstehen muss und für die schwereren Leptonen die Energie nicht ausreichend ist.
- Neutrale Stromreaktionen (NC neutral current):  $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$ ,  
wobei x für  $e$ ,  $\mu$  oder  $\tau$  steht.  
Diese Reaktion findet für alle drei Flavours gleichmäßig statt. Das SNO-Experiment war als erstes Experiment in der Lage, mit Hilfe dieser Reaktion den gesamten Neutrinofluss von der Sonne experimentell zu bestimmen.
- Elastische Streuung (ES elastic scattering):  $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$   
Dieser Prozess ist ebenfalls für alle Sorten möglich, tritt bei Elektronenneutrinos allerdings wesentlich häufiger auf (ungefähr sechs Mal so oft), da neben Z<sup>0</sup>-Austausch (NC) auch W<sup>±</sup>-Austausch (CC) möglich ist.

Von der Sonne werden nur Elektronenneutrinos ausgesandt. Es sollte also möglich sein, die Neutrinooszillationshypothese durch Vermessen aller Reaktionen zu überprüfen. Aufgrund der hohen Energieschwelle ist es nur möglich, den Fluss der hochenergetischen <sup>8</sup>B-Neutrinos nachzuweisen.

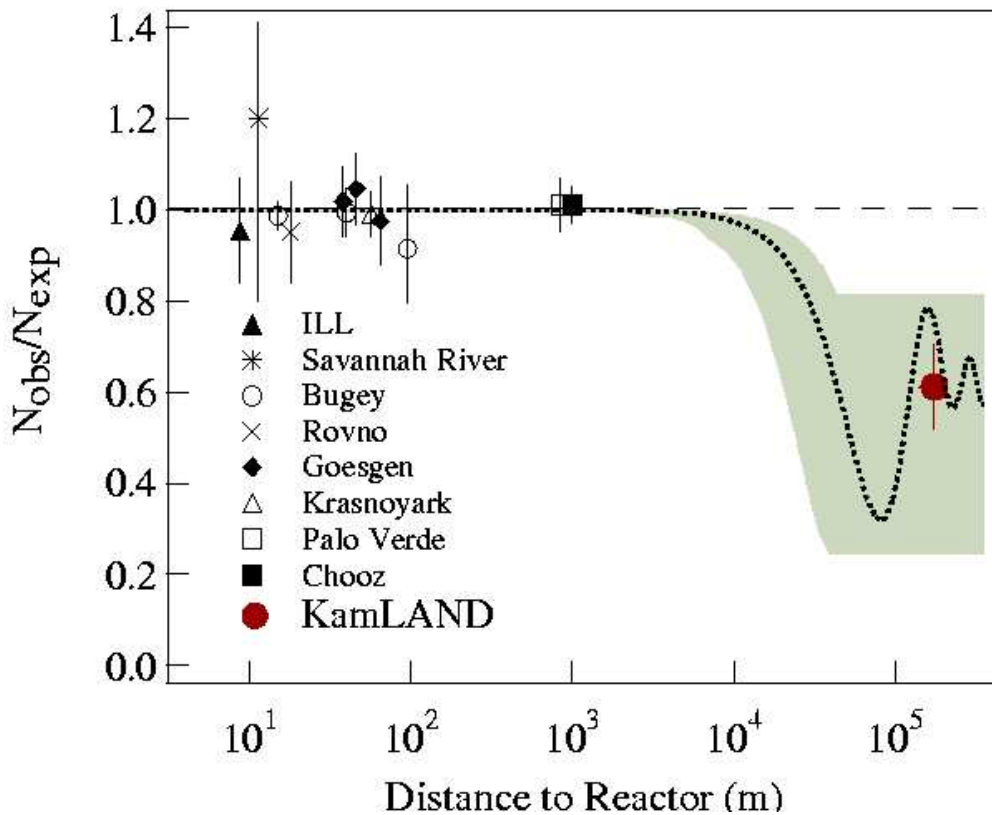
Damit ergeben sich folgende Zusammenhänge für die Flüsse:

$$\begin{aligned}\Phi_{CC}(\nu_e) &= \Phi_e \\ \Phi_{NC}(\nu_x) &= \Phi_e + \Phi_{\mu\tau} \\ \Phi_{ES}(\nu_x) &= \Phi_e + 0.15 \Phi_{\mu\tau}\end{aligned}$$

Aus den drei gemessenen Flüßen wurde bestimmt:

$$\begin{aligned}\Phi_e &= 1.76^{+0.05}_{-0.05}(\text{stat.})^{+0.09}_{-0.09}(\text{syst.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \\ \Phi_{\mu\tau} &= 3.41^{+0.45}_{-0.45}(\text{stat.})^{+0.48}_{-0.45}(\text{syst.}) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}\end{aligned}$$

Die Annahme von “not flavour changing” ist mit  $5.3\sigma$  ausgeschlossen. Der gemessene Fluss stimmt mit den Vorhersagen des SSM (Standard Solar Model) sehr genau überein.  $\Phi_{SSM} = 5.05^{+1.01}_{-0.81}$  gegenüber  $\Phi_{SNO} = 5.09^{+0.44}_{-0.43}(stat.)^{+0.46}_{-0.43}(syst.)$ . Die Ergebnisse sind ausführlich in den Referenzen [Ahm01a, Ahm01b] dargestellt. In diesem Jahr wurde auch die zweite Phase des Experimentes abgeschlossen. Für die zweite Phase wurde das schwere Wasser des Detektors zusätzlich mit 2 t Salz angereichert, um die Effizienz des Neutronennachweises<sup>29</sup> und damit die Sensitivität auf die neutralen Stromreaktionen zu erhöhen. Die Werte für den gemessenen Fluss stimmen mit  $\Phi_{SNO-salt} = 5.21 \pm 0.27(stat.) \pm 0.38(syst.)$  nach Referenz [Ahm03] ebenfalls sehr gut mit den Berechnungen überein.



**Abbildung 1.6: Ergebnisse der Reaktorneutrino-Oszillationssuche (nach [Kam03]).** Dargestellt ist ein Überblick über die Ergebnisse aller Reaktorneutrinoexperimente als Funktion der Entfernung vom Reaktor. Außerdem ist der theoretische Verlauf der Oszillationskurve für die derzeit besten Parameter eingetragen, der veranschaulicht, warum die früheren Experimente kein Signal sehen konnten.

<sup>29</sup>Die Nachweiseffizienz für Neutronen konnte von 15% auf 40% gesteigert werden. Die Neutronen werden von dem im Wasser vorhandenen Chlor eingefangen und setzen dabei viele  $\gamma$ 's frei. Damit wird die Unterscheidung von CC und ES Ereignissen, deren Signal ein einzelnes Elektron ist, sehr viel einfacher.

KamLAND steht für Kamioka Liquid scintillator Anti-Neutrino-Detector. Es handelt sich um einen großen Neutrino-Detektor in Japan, der niederenergetische Elektronantineutrinos von mehreren (etwa 40) japanischen Kernreaktoren, die in einer mittleren Entfernung von ca. 180 km stehen, nachweisen kann. Dieser Detektor hat auch das langfristige Ziel, solare Neutrinos zu vermessen, muss dazu aber noch die Untergrundzählrate aufgrund radioaktiver Verunreinigungen senken. Der Detektor nimmt seit Anfang 2002 Daten. Allen vorherigen Experimenten, die Neutrinos aus Kernreaktoren beobachteten, ist es nicht gelungen, Hinweise auf Neutrinooszillationen zu finden, weil sie in einem zu geringen Abstand arbeiteten (siehe Abbildung 1.6). Im Reaktor werden Elektron-Antineutrinos aus  $\beta^-$ -Zerfällen von neutronenreichen Spaltprodukten erzeugt. Das im Detektor ankommende Elektronantineutrino reagiert dann folgendermaßen:  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ . Das entstandene Positron annihiliert mit vorhandenen Elektronen und es entstehen zwei  $\gamma$ -Teilchen mit jeweils 511 keV. Das Neutron thermalisiert und wird dann von einem Proton eingefangen:  $n + p \rightarrow d + \gamma$ . Die Energie des entstehenden  $\gamma$ -Teilchens beträgt ungefähr 2.2 MeV. Im Mittel dauert es 200 ms, bis das Neutron thermalisiert. Es handelt sich um ein sog. Disappearance-Experiment, d.h. man erwartet weniger Neutrinos im Detektor zu sehen, als im Reaktor entstanden sind und das Resultat der Messungen für die Rate der beobachteten gegenüber den erwarteten Ereignissen lautet:  $0.611 \pm 0.085_{stat} \pm 0.041_{sys}$  [Kam03]. Dieses Ergebnis ist mit der Annahme von maximaler Mischung sehr gut mit den Ergebnissen der solaren Neutrinoexperimente verträglich.

LSND:

Eine weitere Evidenz für Neutrinooszillation wurde bereits im Jahre 1995 vom Beschleunigerneutrinoexperiment LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) veröffentlicht [Ath95]. Der Detektor steht in Los Alamos und wird von einem Beschleuniger versorgt, der mit einem Protonstrahl von 1 mA Intensität bei einer Energie von 800 MeV arbeitet. Die nachgewiesenen  $\bar{\nu}_\mu$  stammen aus  $\mu^+$ - und  $\pi^+$ -Zerfällen und erreichen den Detektor mit Energien zwischen 36 und 52.8 MeV. Es handelt sich um ein sog. Appearance-Experiment, d.h. man sucht nach auftauchenden  $\bar{\nu}_e$ , die nicht aus dem Zerfall von  $\mu^+$  oder  $\pi^+$  stammen können. Aus den Ergebnissen der Messung ließen sich Massendifferenzen zwischen den Flavours  $\bar{\nu}_\mu$  und  $\bar{\nu}_e$  im Bereich von  $1 \text{ eV}^2/c^4$  ableiten. Da dieses Resultat mit keiner anderen ermittelten Neutrinomassendifferenz vereinbar ist, kann es nur mit einer dritten Massendifferenz und damit verbunden einer vierten, nicht schwach wechselwirkenden (sterilen) Neutrinosorte, erklärt werden.

Es gibt noch ein weiteres Beschleunigerexperiment KARMEN <sup>30</sup> [Dre90], das ein 56 t schweres Szintillator Kalorimeter als Detektor nutzt. Als Neutrinoquelle wird die Neutron Spallationsquelle ISIS am Rutherford Appleton Laboratory in England benutzt. Im Target gestoppte  $\mu^+$  und  $\pi^+$  zerfallen in Ruhe und liefern  $\bar{\nu}_\mu$  mit Energien zwischen 0 und 52.8 MeV. KARMEN wollte die Evidenz des LSND

---

<sup>30</sup>Dabei steht KARMEN für Karlsruhe Rutherford Medium Energy Neutrino Experiment.

Experimentes überprüfen, konnte diese jedoch nicht bestätigen [Arm02]. Wie eine kombinierte Analyse der Messdaten beider Experimente zeigt [Chu02], wird ein großer Teil des Parameterbereichs der LSND Evidenz durch die Ergebnisse von KARMEN ausgeschlossen. Endgültige Klärung kann aber erst ein neues Experiment MiniBooNE [Baz00] bringen, das seit Sommer 2002 Daten nimmt. Die ersten Analysen werden alle blind durchgeführt und erste Ergebnisse sind für 2005 zu erwarten.

Mischungsmatrix für Neutrinos MN<sub>SP</sub><sup>31</sup>:

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & e^{-i\delta} \sin \theta_{13} \\ 0 & 1 & 0 \\ -e^{i\delta} \sin \theta_{13} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \times$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\alpha/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\alpha/2i\beta} \end{pmatrix}$$

Neutrinooszillationen sind nun in drei Bereichen etabliert: solare (SNO), atmosphärische (SK) und sogar von künstlich erzeugten Reaktor Neutrinos KamLAND. Die genaue Bestimmung der weiteren Parameter der MN<sub>SP</sub>-Mischungsmatrix ist Aufgabe vieler zukünftiger Experimente. MiniBooNE soll klären, ob die Natur noch weitere Neutrinofamilien - sterile Neutrinos - bereit hält.

Neutrinooszillationen werden auch durch die Anwesenheit von Materie beeinflusst. Erste Untersuchungen zu Oszillationen in Materie wurden von Wolfenstein durchgeführt [Wol78]. 1985 entdeckten Mikheyev und Smirnov [Mik85] einen Resonanzeffekt, der die Wahrscheinlichkeit für einen Flavourübergang erheblich - sogar maximal - verstärken kann. Dieser Effekt ist nach seinen Entdeckern (MSW-Effekt) benannt kann auftreten, wenn Neutrinos Materiegebiete mit variabler Elektronendichte durchqueren. Das ist wichtig für solare Neutrinos, die im Zentrum der Sonne bei hoher Elektronendichte erzeugt werden<sup>32</sup>.

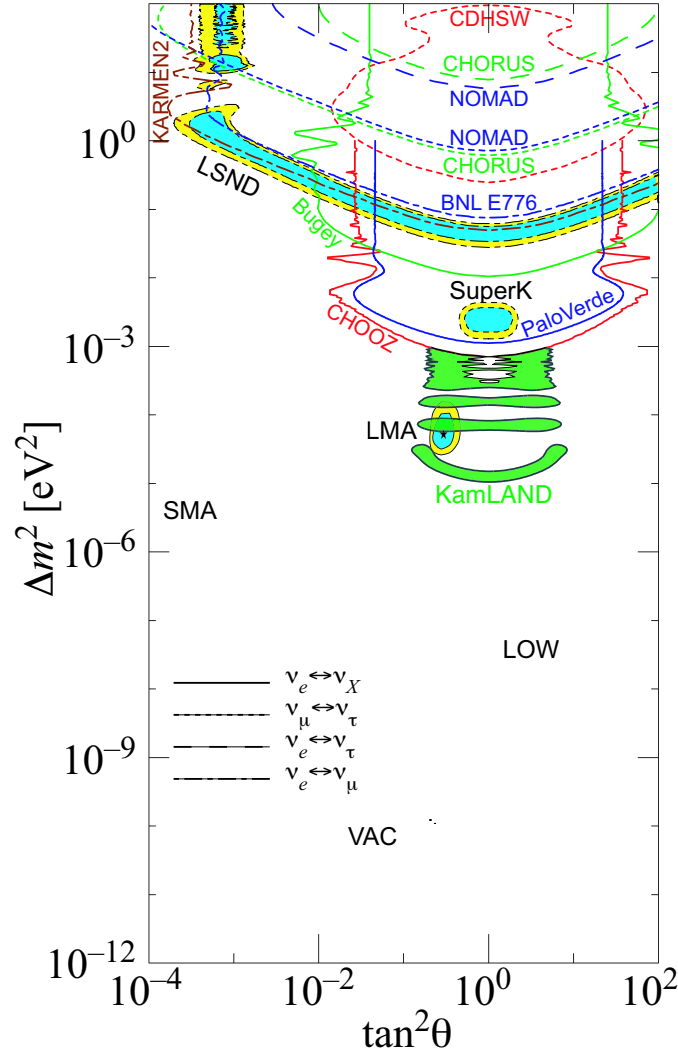
Die Ergebnisse der Oszillationsexperimente sind in Form von Ausschlusskurven, bzw. Parameterbereichen in einer Darstellung der Differenzen im Massenquadrat der Eigenzustände  $\Delta m_{ij}^2$  gegenüber dem Mischungswinkel  $\tan^2 \Theta$  in Abbildung 1.7 zusammengefasst.

Allerdings sind Oszillationsexperimente nicht auf die Masse selbst, sondern nur auf Unterschiede im Neutrinomassenquadrat der einzelnen Flavourzustände sensitiv, d.h. es ist unmöglich, allein mit Oszillationsexperimenten die Neutrinomassenskala zu bestimmen. Kennt man diese aber für nur einen Flavourzustand, so

<sup>31</sup>MN<sub>SP</sub> steht für die Namen, die mit der Entwicklung verbunden sind: Maki, Nakagawa, Sakata, Pontecorvo.

<sup>32</sup>Auch für Supernova-Neutrinos spielt dieser Effekt eine Rolle.

legen die Ergebnisse der Oszillationsexperimente alle anderen ebenfalls fest, wenn die Hierarchie bekannt ist. Man spricht auch von einer indirekten Massenbestimmung, denn die Differenzen ermöglichen das Festsetzen einer unteren Grenze für eine der beteiligten Neutrinomassen.



**Abbildung 1.7: Oszillationsplot.** Zusammenfassung aller Ergebnisse von Oszillationsexperimenten. Dabei handelt es sich um Ausschlusskurven, wenn kein Signal gesehen wurde oder um Konturen für die erlaubten Parameterbereiche in der Ebene Differenz im Massenquadrat der beteiligten Masseneigenzustände  $\Delta m^2$  und Mischungswinkel  $\tan^2 \theta$ . Dieser Plot stammt von der Homepage von Hitoshi Murayama [Mur03]. Dort sind alle Referenzen der berücksichtigten Daten angegeben.



## 1.5 Laborexperimente zur Massenbestimmung von Neutrinos

Eine weitere Möglichkeit nach Neutrinomassen zu suchen, ist der sog. neutrinolose doppelte  $\beta$ -Zerfall. Allerdings braucht man als Voraussetzung für diesen Prozess die Gleichheit vom Neutrino mit seinem Antineutrino. Diese Idee geht auf E. Majorana (1937) zurück (nachzulesen in [Maj37]); deshalb spricht man allgemein auch von Majoranateilchen. Der Prozess des neutrinolosen doppelten  $\beta$ -Zerfalls ist überlagert vom Doppelbetazerfall mit Neutrinos.

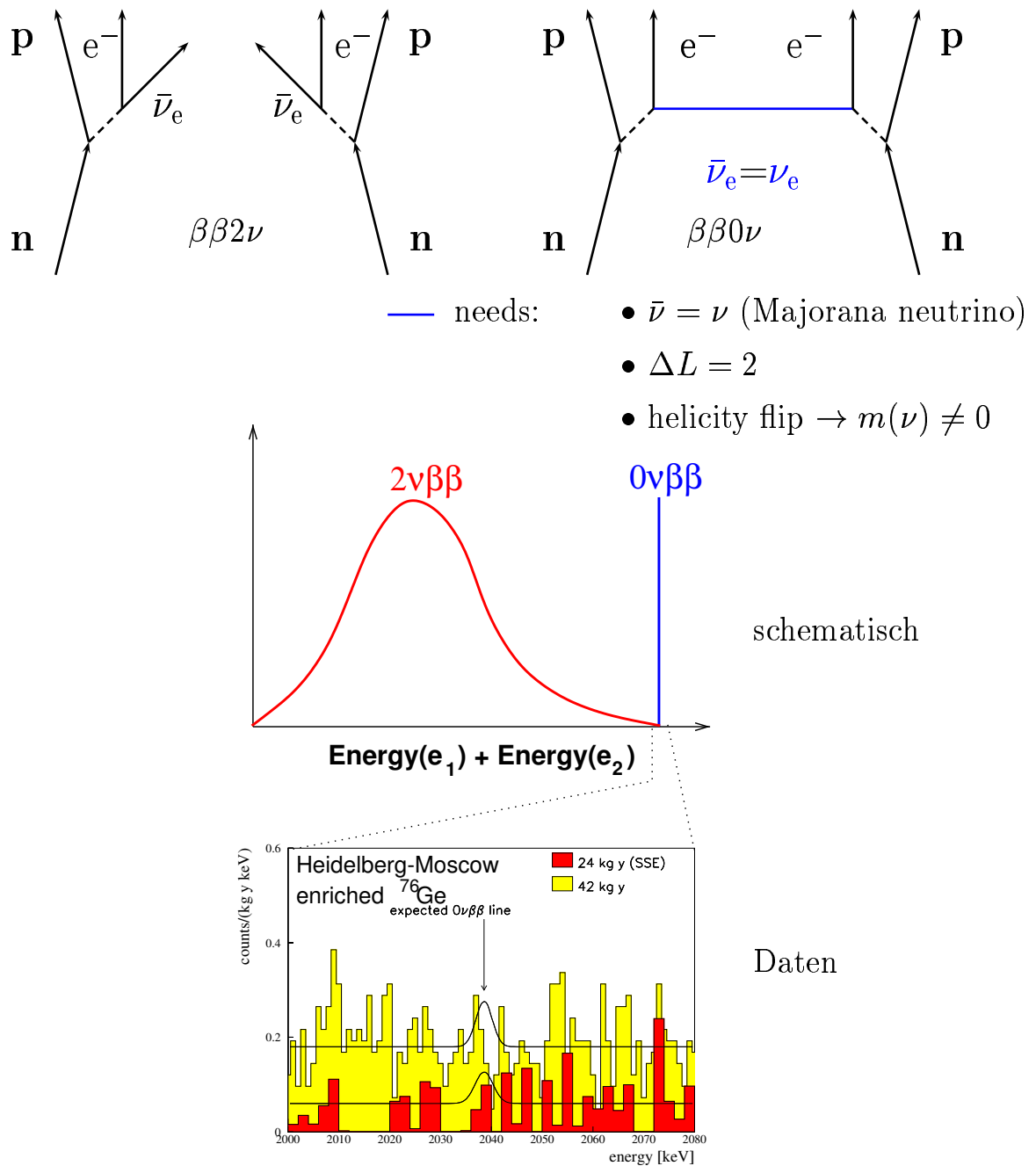
Unter Doppelbetazerfall versteht man im Wesentlichen zwei gleichzeitige  $\beta$ -Zerfälle in einem Kern. Dabei unterscheidet man zwei Möglichkeiten, die in Abbildung (1.4) gezeigt sind:

- Normaler Doppel-Beta-Zerfall ( $2\nu\beta\beta$ ):  
 $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$   
 Dabei bleibt die Leptonzahl  $L$  erhalten:  $\Delta L = 0$ .
- Neutrinoloser Doppel-Beta-Zerfall ( $0\nu\beta\beta$ ):  
 $(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^-$   
 Dabei wird das Neutrino am ersten Vertex als linkshändiges Teilchen emittiert und am zweiten als rechthändiges Teilchen wieder absorbiert (Austausch eines virtuellen Neutrinos), was nur funktioniert, wenn das Neutrino ein Majorana-Teilchen ist (siehe Abbildung (1.4)). Die Leptonzahl wird verletzt mit  $\Delta L = 2$ .

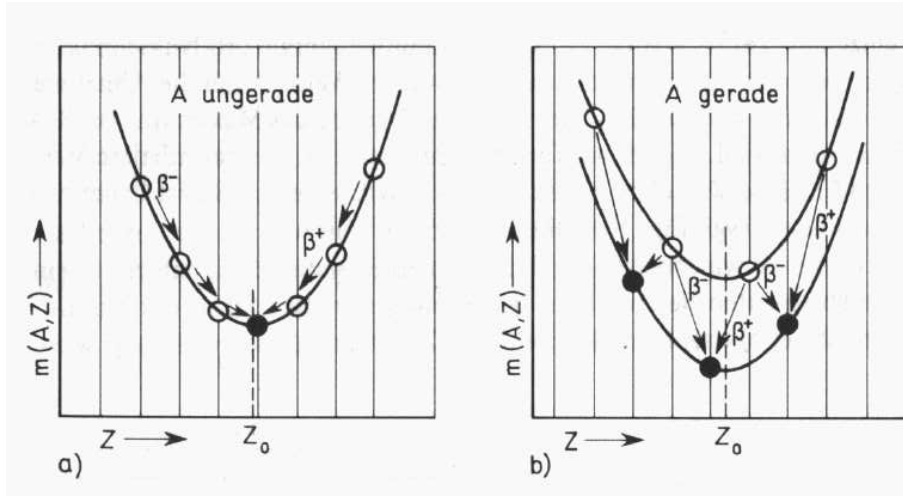
Doppelter  $\beta$ -Zerfall ist immer dann von Bedeutung, wenn der einfache  $\beta$ -Zerfall energetisch verboten oder streng verboten ist. Für gg-Kerne (mit geradem  $A$ ) ist z.B. die Aufeinanderfolge zweier einfacher  $\beta$ -Zerfälle über einen Zwischenkern energetisch verboten. In Abbildung 1.9 sind die Massenparabeln für gg und uu dargestellt. Die meisten Theorien jenseits des Standardmodells sagen den neutrinolosen doppelten  $\beta$ -Zerfall vorher. Beide Zerfälle lassen sich experimentell anhand der unterschiedlichen Energiespektren gut unterscheiden. Während für den  $2\nu\beta\beta$  Zerfall für die Summe der Energien beider Elektronen ein kontinuierliches Energiespektrum entsteht, liefert der  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall eine scharfe Linie, wie in Abbildung 1.8 dargestellt. Die Halbwertszeiten für den Doppelbetazerfall sind sehr lang <sup>33</sup>. Der erste Nachweis eines Doppelbetazerfalls gelang 1987 anhand von  $^{82}\text{Se}$  [Ell87].

---

<sup>33</sup>Der doppelte  $\beta$ -Zerfall wurde an folgenden Isotopen schon gemessen:  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{96}\text{Zr}^\dagger$ ,  $^{100}\text{Mo}$ ,  $^{128}\text{Te}$ ,  $^{130}\text{Te}$ ,  $^{136}\text{Xe}$ ,  $^{150}\text{Nd}^\dagger$ ,  $^{238}\text{U}$ . Die Halbwertszeiten liegen zwischen  $10^{18}$  und  $10^{24}$  Jahren.



**Abbildung 1.8: Doppelter  $\beta$ -Zerfall ( $\beta^-\beta^-$ ).** Im oberen Teil des Bildes ist links der neutrino-behaftete doppelte  $\beta$ -Zerfall und rechts der neutrino-lose doppelte  $\beta$ -Zerfall dargestellt. Der untere Teil zeigt die entsprechenden Energiespektren und einen Auszug aus der Messung des Spektrums vom Heidelberg-Moskau-Experiment [Gun97].



**Abbildung 1.9: Prinzip des Massenverlaufs isobarer Kerne [May84].** Dargestellt ist jeweils die tatsächliche Masse ( $m(Z, A)$ ) des Kerns über der Kernladungszahl  $Z$ . Im Bild a) erkennt man, dass es für ungerade Massenzahlen  $A$  (z.B.  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^3\text{H}$ ) in der Regel nur ein stabiles Nuklid (gefüllter Kreis) auf der Isobaren gibt. Von Bereichen niedrigerer Werte für  $Z$  laufen die instabilen Kerne (offene Kreise) mittels  $\beta^-$ -Zerfall auf den stabilen Kern zu. Von der Seite höherer Kernladungszahlen erfolgt die Annäherung mittels  $\beta^+$ -Zerfall oder dem konkurrierenden Elektroneneinfang. Für Kerne mit geraden Massenzahlen  $A$  sieht das Bild etwas komplizierter aus. Aufgrund des Paarungsenergieterms sind Kerne aus ungeraden Nukleonenzahlen (uu-Kerne) gegenüber benachbarten Kernen mit geraden Nukleonenzahlen (gg-Kerne) energetisch abgesenkt. Als Konsequenz daraus ergibt sich in der Regel mehr als ein stabiles Nuklid auf der Isobaren. Es wird deutlich, dass zwei aufeinander folgende  $\beta^-$ -Zerfälle energetisch verboten sind, aber ein Prozess, der die Massenzahl  $Z$  gleich um 2 erhöht energetisch möglich ist. Für gg-Kerne mit geradem  $A$  sind also Doppelbetazerfälle möglich.

Die Experimente, die nach  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall suchen, sind auf die sog. effektive Majorana-Masse  $m_{ee}$  der Neutrinos <sup>34</sup> sensitiv. Diese wird durch eine kohärente Summe über alle Neutrinomasseneigenzustände, die aufgrund der Mischungsmatrix  $U_{ei}$  zum Elektroneneutrino beitragen, gebildet:

$$m_{ee}(\nu) = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 \cdot m(\nu_i) \right| \quad (1.7)$$

Da die Matrix  $U_{ei}$  im Allgemeinen komplexe Einträge enthält, kann es zur teilweisen oder vollständigen Auslöschung bei der Summenbildung kommen, d.h.

<sup>34</sup>In Referenz [Sch82] wird ein allgemeines Theorem beschrieben, in dem vorhergesagt wird, dass im Falle des neutrinolosen doppelten  $\beta$ -Zerfalls, eine von Null verschiedene Neutrinomasse existieren muss.

dass  $m_{ee}$  in den Experimenten deutlich kleiner ausfallen kann, als die beteiligten Masseneigenzustände  $m(\nu_i)$ . Für die zur Zeit favorisierten Parameter ist die Auslöschung nicht vollständig.

In den Experimenten wird die Halbwertszeit bestimmt und daraus die effektive Masse extrahiert. Für den Zusammenhang sind noch der Phasenraum  $G^{0\nu}$  und die Kernmatrixelemente  $M_{nucl.}$  zu berücksichtigen:

$$(T_{1/2}^{0\nu\beta\beta})^{-1} = G^{0\nu} \cdot |M_{nucl.}|^2 \cdot m_{ee}^2 \quad (1.8)$$

Das zur Zeit sensitivste Experiment im Bereich des  $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls ist das Heidelberg-Moskau-Experiment [Gun97], das den Zerfall von  $^{76}\text{Ge}$  untersucht. Die Signatur für einen  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist die Emission von zwei Elektronen (bzw. Positronen), die die gesamte Energie  $Q$  wegtragen. Das ergibt eine scharfe Linie genau am  $Q$ -Wert für den entsprechenden Zerfall, wie in Abbildung 1.8 veranschaulicht. Das Heidelberg-Moskau-Experiment befindet sich im Gran Sasso Untergrundlabor, um den Untergrund aus der kosmischen Strahlung zu unterdrücken<sup>35</sup>. Bis zum Herbst 2001 gab es keine Evidenz und die aus diesem Experiment von der Kollaboration abgeleitete Obergrenze für die effektive Majorana-Masse lautete:

$m_{ee} < 0.35 \text{ eV}/c^2$  nach der Referenz [Kla01a].

Im Dezember 2001 erregte eine Veröffentlichung [Kla01b] Aufsehen, in der mit einer alternativen Analyse der schon bestehenden Daten<sup>36</sup>, Kandidaten für den  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall gefunden wurden, und somit von einer Evidenz  $2.2\sigma$  gesprochen wird. Der Ansatz besteht in der Annahme, dass der Untergrund ebenfalls durch Peaks beschrieben werden kann. Dadurch wird im Mittel die Untergrundrate abgesenkt. In diesem Verfahren erhält man bei der entsprechenden Energie im Spektrum eine Linie, die einige Ereignisse enthält. Danach ergibt sich dann ein Bereich für die effektive Majoranamasse  $m_{ee} = (0.05 - 0.84) \text{ eV}$  (95% C.L.) und ein bester Wert von  $0.39 \text{ eV}$ <sup>37</sup>. Diese Zahlen enthalten auch eine Unsicherheit von 50% für die nuklearen Matrix Elemente und lassen sich in eine Halbwertszeit von  $T_H = (0.8 - 18.3) \cdot 10^{25}$  Jahre mit bestem Wert von  $1.5 \cdot 10^{25}$  Jahren übersetzen. Die nach 2000 genommenen Daten sind noch nicht analysiert; sie können

---

<sup>35</sup>Für alle Experimente in diesem Bereich ist eine sehr geringe Untergrundrate nötig. Neben dem von Myonen verursachten, muss auch der aus natürlicher Radioaktivität stammende Untergrund sehr stark unterdrückt werden. Zur Unterscheidung zwischen dem kontinuierlichen Anteil durch den neutrinobehafteten Doppel- $\beta$ -Zerfall und der Linie des neutrinolosen ist eine gute Energieauflösung des Detektors hilfreich.

<sup>36</sup>Die Analyse beinhaltet Daten aus den Jahren 1990 - 2000 ( $\approx 55 \text{ kgy}$ ). Es gibt aber noch weitere Daten vom Heidelberg-Moskau Experiment, deren Analyse in Kürze veröffentlicht werden soll.

<sup>37</sup>Das geplante neue Tritium- $\beta$ -Experiment KATRIN (siehe Kapitel 9) wird auf diesen Bereich sensitiv sein.

die Signifikanz weiter erhöhen. Diese Evidenz wurde allerdings stark kritisiert, was in den Referenzen [Aal02] oder [Fer02] nachzulesen ist.

Es gibt eine Reihe vorgeschlagener Experimente für den  $0\nu\beta\beta$ -Zerfall, deren Sensitivität ausreicht, um die Evidenz zu bestätigen oder zu widerlegen.

Die Untersuchung des neutrinolosen doppelten  $\beta$ -Zerfalles ist zur Zeit die einzige Möglichkeit, experimentell zu testen, ob Neutrinos Majorana-Teilchen sind. Die Bestimmung der Neutrinomassenskala ist aber durch die Unsicherheiten in den Kernmatrixelementen, die Phasenbeziehungen und durch mögliche Beiträge anderer leptonzahlverletzender Prozesse schwierig.

Den direkten Zugang zur Neutrinomassenskala bietet die Untersuchung der Kinetik von schwachen Zerfällen mit Laborexperimenten. Mit der Energie-Impuls-Erhaltung kann man etwas über die Massen der beteiligten Teilchen erfahren. Für das Myon-Neutrino  $\nu_\mu$  wurde der Zweikörperzerfall von Pionen in Ruhe untersucht:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \text{ oder } \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.9)$$

Aus dem gut bestimmten Myonimpuls lässt sich dann die Masse des Myonneutrinos ableiten:

$$m^2(\nu_\mu) = m^2(\pi) + m^2(\mu) - 2 \cdot m(\pi) \cdot \sqrt{m^2(\mu) + p^2(\mu)} \quad (1.10)$$

Dabei ist die linke Seite von Gl. 1.10 eine Summe über die Masseneigenzustände:

$$m^2(\nu_\mu) = \sum_i |U_{\mu i}^2| \cdot m^2(\nu_i) \quad (1.11)$$

Die Notwendigkeit, die Größen in der Gleichung auf der rechten Seite möglichst gut zu bestimmen, um daraus die Masse des Myonneutrinos zu erhalten, wird klar. Aus drei Experimenten, die  $m(\pi)$ ,  $m(\mu)$  und  $p(\mu)$  bestimmt haben, erhält man dann einen Wert von:

$$m^2(\nu_\mu) = -0.016 \pm 0.023 \text{ MeV}^2/c^4 \text{ und eine Obergrenze von } m(\nu_\mu) \leq 190 \text{ keV}/c^2 \text{ (90\% C.L.) nach Referenz [Hag02].}$$

Für das Tau-Neutrino liegt die zur Zeit sensitivste Methode in der Untersuchung von  $\tau$ -Paarproduktionen an Elektron-Positron-Beschleunigern. Die produzierten Paare zerfallen in mehrere Pionen ( $M_\pi^2$  drückt dabei die invariante Masse der entstehenden Pionen aus). Die Untersuchung des ALEPH-Experimentes am LEP in einer zweidimensionalen Ebene aus  $M_\pi$ - $\sum_j E_{j,lab}(\pi)$  führt zu einer Obergrenze für die Masse des Tauneutrinos von:

$$m(\nu_\tau) \leq 18.2 \text{ MeV}/c^2 \text{ (95\% C.L.) nach Referenz [Bar98a].}$$

Um die Masse des Elektroneneutrinos

$$m^2(\nu_e) = \sum_i |U_{ei}^2| \cdot m^2(\nu_i) \quad (1.12)$$

zu bestimmen, untersucht man das Energiespektrum von  $\beta$ -Zerfällen mit möglichst geringen Endpunktenergien. Das Element mit dem niedrigsten  $\beta$ -Endpunkt ( $E_0 = 2.6$  keV) ist  $^{187}\text{Re}$ . Allerdings ist die Struktur des Elementes relativ kompliziert. Zwei Gruppen (Milano und Genoa) arbeiten mit  $^{187}\text{Re}$ , indem sie cryogenische Bolometer als Spektrometer und gleichzeitige  $\beta$ -Quelle benutzen. In der letzten Veröffentlichung der Gruppe aus Milano nach [Arn03] ergibt sich als Messwert für das Neutrinomassenquadrat:  $m_{\nu_e}^2 = 147 \pm 237_{\text{stat}} \pm 90_{\text{sys}} \text{ eV}^2/\text{c}^4$  eine Obergrenze von  $m_{\nu_e} \leq 21.7 \text{ eV}/\text{c}^2$  (90% C.L.). Der limitierende Faktor für beide Gruppen ist zur Zeit die Energieauflösung der Kristalle. Die Gruppe aus Genoa erwartet in näherer Zukunft eine Sensitivität auf  $m(\nu_e)$  im Bereich von  $10 \text{ eV}/\text{c}^2$ .

Die empfindlichste Messung für die Masse der Elektroneneutrinos wird durch präzise Untersuchungen des Endpunktbereiches vom Tritium- $\beta$ -Spektrum erreicht. Tritium hat mit  $E_0 = 18.6$  keV die zweitniedrigste Endpunktsenergie. Die Vermessung vom  $\beta$ -Energie-Spektrum des Tritiumzerfalls hat eine lange Geschichte, die mit der ersten Veröffentlichung [Cur49] 1949, in der eine obere Grenze von 1 keV angegeben wird, beginnt. Der nächste große Schritt war dann die Entwicklung der magnetischen Spektrometer mit hoher Luminosität und hoher Auflösung. Mit dieser Technik gelang in den siebziger Jahren eine Messung mit einer Obergrenze von 55 eV (siehe [Ber72]). Anfang der achtziger Jahre veröffentlichte eine Gruppe vom Institute of Theoretical and Experimental Physics (ITEP) aus Moskau<sup>38</sup> die Entdeckung einer von Null verschiedenen Neutrinomasse nach den Referenzen [Lyu80] und [Bor87]. In letzterer wird als Zahlenwert angegeben:

$$17 \text{ eV}/\text{c}^2 \leq m_{\nu_e} \leq 40 \text{ eV}/\text{c}^2.$$

Anschließend folgten eine ganze Reihe von weiteren Experimenten, aber keines konnte dieses Ergebnis bestätigen<sup>39</sup>. Die ersten Ergebnisse nach der "Entdeckung" kamen von den Gruppen aus Zürich [Fri86] und vom Los Alamos National Laboratory (LANL) [Wil87], die ebenfalls magnetische Spektrometer vom Tretyakov-Typ benutzten, aber weiter entwickelte Quellen<sup>40</sup>. Die Ergebnisse dieser Experimente aus den 90 er Jahren sind zusammen mit anderen in Abbildung 1.10 dargestellt. Auffällig ist, dass fast alle Ergebnisse aus den frühen 90 er Jahren signifikant negative Werte für die Observable Neutrinomassenquadrat  $m_\nu^2$  liefern. Zu Beginn

<sup>38</sup>Die Gruppe wurde von Lyubimov geleitet und benutzte für die Messungen des  $\beta$ -Spektrums eine mit 18% Tritium angereicherte Valinquelle (Valin:  $\text{C}_5\text{H}_{11}\text{NO}_2$ ).

<sup>39</sup>Es gibt wahrscheinlich zwei Gründe für das Signal der ITEP-Gruppe. Zum einen waren wahrscheinlich die Energieverluste überschätzt und zum anderen war eine externe Messung [Lip85], die zur Analyse herangezogen wurde für die Massendifferenz zwischen  $^3\text{He}$  - T - wie sich später herausstellte [Dyc93] - nicht korrekt.

<sup>40</sup>Die Gruppe vom LANL entwickelte ein gasförmige molekulare Tritiumquelle, während in Zürich eine Festkörperquelle in verschiedenen Variationen verwendet wurde.

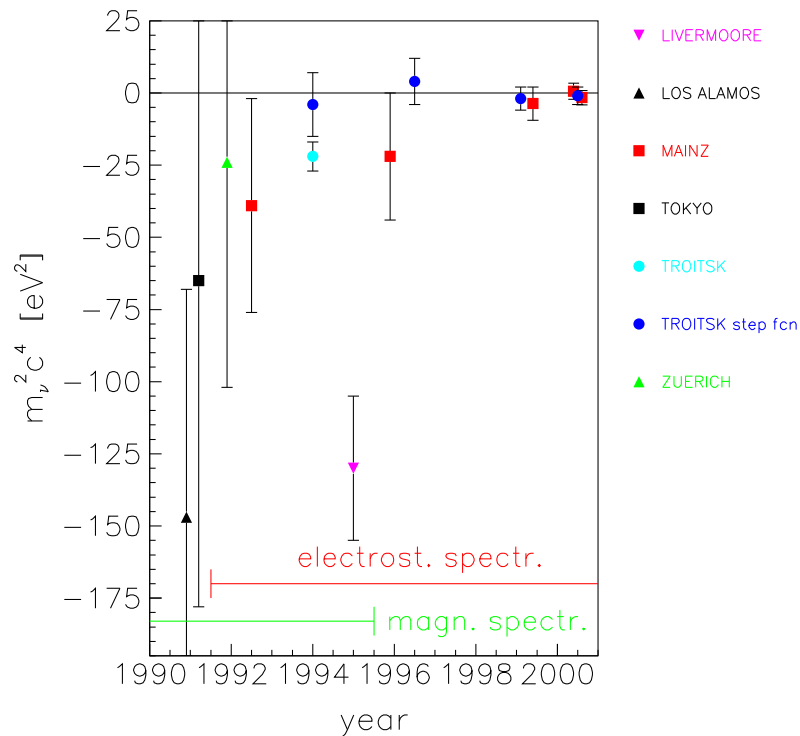


Abbildung 1.10: Ergebnisse der Tritium- $\beta$ -Experimente seit 1990.

der 90 er Jahre starteten zwei Experimente in Mainz und Troitsk, die eine neue Technik - nämlich die der MAC-E-Filter - verwenden. Dabei handelt es sich um elektrostatische Spektrometer mit magnetischer Führung und Kollimation, die eine deutliche Verbesserung darstellten. Die Funktionsweise der MAC-E-Filter wird in Kapitel 2 beschrieben. Die negativen Werte für das Neutrinomassenquadrat verschwanden, zunächst für kleine Auswertintervalle (siehe Kapitel 5). Die Obergrenzen für die Experimente in Troitsk und Mainz lauten nach den letzten Veröffentlichungen:

Mainz:

$$m_\nu \leq 2.8 \text{ eV} \quad [\text{Wei99}]$$

Troitsk:

$$m_\nu \leq 2.5 \text{ eV} \quad [\text{Lob99}]$$

Dabei muss bedacht werden, dass die Troitsker Analyse nur gültig ist, wenn ihre phänomenologische Korrektur der so genannten “Troitsk-Anomalie” (siehe Abschnitt 5.2) in der gemachten Form wirklich korrekt ist.

In den letzten acht Jahren waren die beiden Experimente in Troitsk und Mainz die einzigen aktiven Tritium- $\beta$ -Experimente. Zu Beginn dieser Arbeit waren an der Mainzer Apparatur schon einige Langzeitmessungen mit hoher Statistik gelungen, die die Obergrenze auf die Neutrinomasse auf 2.2 eV verbesserten - wie in der Doktorarbeit von Lutz Bornschein [Bor02] beschrieben. Ziel dieser Arbeit war es zeitgleiche Messungen mit dem Experiment in Troitsk durchzuführen, um den Ursprung der "Troitsk-Anomalie" zu untersuchen. Außerdem wurden weitere Messungen durchgeführt, um Fragen der Stabilität der Mainzer Messbedingungen zu testen - auch schon im Hinblick auf das zukünftige Tritium- $\beta$ -Experiment KATRIN (siehe Kapitel 9) - sowie die endgültige Sensitivität des Mainzer Experimentes zu erreichen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese neuen Messungen gemeinsam mit den vorangegangenen in einer konsistenten Weise analysiert. Die Ergebnisse dieser Analysen stellen das abschließende Resultat des Mainzer Neutrinomassenexperimentes dar.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im zweiten Kapitel wird die Mainzer Apparatur und ihre Funktionsweise beschrieben, während das dritte Kapitel die Vorbereitung und Durchführung von Messungen behandelt. Kapitel vier stellt die systematischen Effekte dar, gefolgt von einer Zusammenfassung aller früheren Tritiummessungen und ihrer Ergebnisse in Kapitel fünf. Die während dieser Arbeit durchgeführten Messungen Q9 - Q12 der Jahre 2000 und 2001 werden in den Kapiteln sechs und sieben diskutiert. Das achte Kapitel behandelt dann die Gesamtanalyse der insgesamt ungestörten Daten und damit das endgültige Ergebnis. Zum Abschluss erfolgt in Kapitel neun eine Diskussion der Ergebnisse und ein Ausblick auf die weiteren und zukünftigen Aktivitäten der Mainzer Gruppe und das geplante große Tritium- $\beta$ -Experiment der nächsten Generation KATRIN.



# Kapitel 2

## Das Mainzer Neutrinomassenexperiment

Im folgenden Kapitel sollen kurz das Tritium- $\beta$ -Spektrum sowie der Aufbau und das Prinzip des Mainzer Spektrometers beschrieben werden. Anschließend geht es um das Prinzip der Tritiummessung und die Transmissionsfunktion, die einen wesentlichen Einfluss auf die Analyse der Spektren hat. In einem weiteren Unterkapitel wird dann das Datenaufnahmesystem dargestellt, gefolgt von einem Abschnitt über das Experimentüberwachungssystem.

### 2.1 Das Tritium- $\beta$ -Spektrum

Ziel des Mainzer Experimentes ist es, die Ruhemasse des Elektronantineutrinos<sup>1</sup> zu bestimmen. Dazu bedarf es einer hochpräzisen Vermessung des Tritium- $\beta$ -Spektrums. Genauer gesagt handelt es sich dabei um die Untersuchung des Endpunktbereiches dieses kontinuierlichen Energiespektrums.

Der grundlegende Prozess ist ein  $\beta^-$ -Zerfall:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2.1)$$

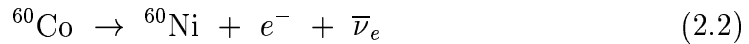
Ein Kern der Ladungszahl  $Z$  und Massenzahl  $A$  wandelt sich in einen Kern der Ladungszahl  $Z+1$  und Massenzahl  $A$  um, unter Aussendung eines Elektrons und eines Elektronantineutrinos. Schaut man etwas genauer hin, so handelt es sich um die Umwandlung eines Neutrons in ein Proton im Kern, was gleichbedeutend mit

---

<sup>1</sup>Mit Ruhemasse des Elektronantineutrinos ist die Massenzusammensetzung gemeint, die im Zusammenhang mit einem Elektron auftritt. Dabei gilt nach Gleichung 1.5  $m_{\nu_e} = \sum_i U_{ei} m_{\nu_i}$ . Im Folgenden wird immer, wenn von Neutrino oder Neutrinomasse die Rede ist, das Elektronantineutrino bzw. die Ruhemasse des Elektronantineutrinos gemeint sein.

der Umwandlung eines d-Quarks in ein u-Quark in einem Neutron ist. Dabei verlassen ein Elektron und ein Elektronantineutrino den Kern. Sie tragen die Energie, die nicht durch den Kern in Form von Rückstoßenergie aufgenommen wird, davon. Durch Vermessen des Energiespektrums der Zerfallselektronen  $dN/dE$  lässt sich dann aus dem Energie-Impuls-Erhaltungssatz die Ruhemasse des Elektronantineutrinos bestimmen. Beim Tritium- $\beta$ -Zerfall handelt es sich um einen Prozess der schwachen Wechselwirkung. Für alle schwachen Prozesse gilt, dass sowohl der Paritätsoperator  $P$  ( $P$  bewirkt bei einer Raumspiegelung, dass aus  $\vec{r} = -\vec{r}$  wird), als auch die Ladungskonjugation  $C$  (Teilchen-Antiteilchen-Konjugation, d.h. ein Teilchen geht in sein Antiteilchen über) nicht erhalten sind. Neben  $P$  und  $C$  gibt es noch eine weitere wichtige Symmetrieoperation in der Physik, nämlich die Zeitumkehr  $T$ , welche den Zeitablauf umkehrt. Für alle bisher beobachteten physikalischen Prozesse ist das Produkt aus jedem der drei  $C \cdot P \cdot T$  invariant, also erhalten. Die CPT-Invarianz folgt aus allgemeinen Symmetrieprinzipien und ist bisher innerhalb keiner konsistenten Theorie verletzt [Pau57].

Seit dem Experiment von C.S. Wu [Wu57] ist die Paritätsverletzung in der schwachen Wechselwirkung nachgewiesen. In diesem Experiment wurden polarisierte  $^{60}\text{Co}$ -Kerne bei niedrigen Temperaturen ( $\leq 1$  K, wegen magnetischem Moment) in einem Magnetfeld aufgrund ihres magnetischen Momentes ausgerichtet. Die Kerne zerfallen durch  $\beta$ -Emission mit einer Halbwertszeit von 5.26 Jahren:



Gemessen wurde die Winkelverteilung der emittierten  $\beta$ -Zerfallselektronen und man stellte fest, dass mehr Elektronen entgegengesetzt zur Magnetfeldrichtung, d.h. antiparallel zum Kernspin der Kobaltkerne, ausgesandt wurden als in Richtung des magnetischen Feldes. Beim gleichen Experiment mit  $^{58}\text{Co}$  (dabei handelt es sich um einen  $\beta^+$ -Zerfall) werden deutlich mehr Teilchen in Richtung des Magnetfeldes, also parallel zum Spin der orientierten  $^{58}\text{Co}$ -Kerne, emittiert. Daraus folgen Aussagen im Hinblick auf die Chiralität und Helizität <sup>2</sup>. Das Produkt aus  $C$  und  $P$  ist erhalten <sup>3</sup>, d.h. aus einem linkshändigen Neutrino wird ein rechtshändiges Antineutrino bei der Anwendung von  $C \cdot P$ . Masse und Lebensdauer von Teilchen und Antiteilchen sind identisch und auch der Betrag des magnetischen Momentes ist der gleiche. Bei Neutrinos ist die Händigkeit (Chiralität) festgelegt <sup>4</sup>, was dazu führt, dass  $C$  verletzt wird, denn beim Übergang vom Neutrino zum Antineutrino müsste die Helizität gleich bleiben, aber wie gesagt wurden in der Natur bisher keine linkshändigen Neutrinos beobachtet.

<sup>2</sup>In diesem speziellen Fall gelten für die Helizität die gleichen Aussagen. Es handelt sich um eine Kernspinänderung von  $I=5$  nach  $I=4$ .

<sup>3</sup>Es gibt in der schwachen Wechselwirkung geringfügige Verletzungen von  $CP$ , z.B. im  $K_0\bar{K}_0$  System oder bei den B-Mesonen (siehe [Hag02]).

<sup>4</sup>Alle Neutrinos haben negative Chiralität und alle Antineutrinos positive Chiralität. Man spricht auch von linkshändigen Neutrinos und rechtshändigen Antineutrinos. Für masselose Neutrinos ist die Chiralität gleichbedeutend mit Helizität.

Doch nun zurück zum Tritium- $\beta$ -Zerfall. Lässt man die Kernrückstoßenergie unberücksichtigt, so kann man das Energiespektrum  $dN/dE$  mit Fermis Goldener Regel aus der Phasenraumdicke des Elektrons und des Neutrinos sowie dem Quadrat des Kernmatrixelementes berechnen [Boe92]:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{G_f^2}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\Theta_c) |M|^2 F(E, Z+1) \cdot p \cdot (E + m_e c^2) \cdot (E_0 - E) \cdot \quad (2.3) \\ \cdot \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \cdot \Theta((E_0 - E) - m_\nu c^2)$$

mit:

$G_f$ : Fermi-Kopplungskonstante

$\Theta_c$ : Cabbibo-Winkel

$M$ : Kernmatrixelement (Für Tritium:  $|M|^2 = 5.55 \cdot \hbar^6$ )

$F$ : Fermi-Funktion (beschreibt elektromagnetische Wechselwirkung  
des emittierten  $\beta$ -Elektrons mit dem Tochterkern)

$E_0$ : Endpunkt des Tritium- $\beta$ -Spektrums

$m_e c^2, m_\nu c^2$ : Ruhemasse des Elektrons und des Neutrinos

Die Fermifunktion ist annähernd folgendermaßen gegeben:

$$F(E, Z+1) = \frac{2\pi\eta}{1 - \exp(-2\pi\eta)} \quad (2.4)$$

wobei  $\eta = \alpha(Z+1)/\beta$  der Sommerfeld-Parameter ist.

Bereits hier erkennt man, dass der gesuchte Parameter der Neutrinomasse quadratisch eingeht. Der Messparameter ist also das Elektronantineutrino-Massenquadrat.

Im Mainzer Experiment kommt eine Festkörperquelle zum Einsatz, die aus Tritiummolekülen ( $T_2$ ) besteht. Gemessen wird allerdings nicht das Spektrum von nackten Tritiumkernen. Da Hüllenelektronen anwesend sind, entstehen mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit  $W_n$  auch Tochtermoleküle mit angeregten Zuständen  $V_n$ . Die möglichen Endzustände können mit Hilfe der sog. „Sudden Approximation“ [Mig77] berechnet werden. Das emittierte  $\beta$ -Elektron ist um zwei Größenordnungen schneller als die Hüllenelektronen. Die Änderung der Kernladungszahl erfolgt für die Hüllenelektronen also sehr plötzlich.

Kennt man die Wellenfunktionen  $\psi_i$  vor dem Zerfall und die möglichen Endzustände  $\psi_n$  im Tochterion, so kann man in der “Sudden Approximation” die Wahrscheinlichkeiten für diese aus dem Überlappintegral berechnen:

$$W_n : = P_{i \rightarrow n} = | \langle \psi_n | \psi_i \rangle |^2 \quad (2.5)$$

mit:

$W_n$  ist die Übergangswahrscheinlichkeit des Zerfallskanals.

$E_n$  ist die Endpunktsenergie des jeweiligen Endzustandes mit

$$E_n = E_0 - V_n$$

wobei  $V_n$  die Anregungsenergie von  $\psi_n$  ist.

Eine nähere Beschreibung dieses Verfahrens und einige Berechnungen erfolgen in [Fac85]; neuere Rechnungen finden sich in [Jon99]. Also ergibt sich das gemessene Spektrum als Summe über die möglichen Endzustände mit Amplitude  $W_n$  und verschiedenen Endpunktsenergien  $E_{0,n} = E_0 - V_n$ , gewichtet mit ihrer Auftretswahrscheinlichkeit:

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE} &= \frac{G_f^2}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\Theta_c) |M|^2 \cdot F(E, Z+1) p \cdot (E + m_e c^2) \cdot \\ &\cdot \sum_n W_n (E_n - E) \sqrt{(E_n - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \cdot \Theta((E_n - E) - m_\nu c^2) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Am deutlichsten tritt der Einfluss einer von Null verschiedenen Neutrinomasse in der Nähe des Endpunktes des Tritium- $\beta$ -Spektrums, das in Abbildung 2.1 dargestellt ist, auf. Die Neutrinomasse beeinflusst die Form des Spektrums und bewirkt eine Verschiebung des Endpunktes zu kleineren Energien hin. Die Änderungen in der Form lassen sich durch eine andere Krümmung am Endpunkt und durch einen konstanten Offset über den gesamten Spektrumsbereich beschreiben. Der konstante Offset wird definiert durch die Zusammensetzung von  $m_{\nu_e}$ :

$$m^2(\nu_e) := \sum_i |U_{ei}|^2 m^2(\nu_i) \quad (2.7)$$

In Abbildung 2.2 ist der Endpunktbereich zweier  $\beta$ -Spektren (einmal mit Masse Null und einmal für eine endliche Masse von  $10 \frac{\text{eV}}{c^2}$ ) dargestellt. Der konstante Offset ist proportional zu  $m_\nu^2 c^4$ , außerdem schneidet der spektrale Verlauf die Energieachse mit negativer unendlicher Steigung. Im mittleren Teil des Bildes wird die Differenz zwischen beiden Spektren gezeigt, man erkennt, dass der Einfluss über den gesamten Bereich des Spektrums zu finden ist. Im unteren Teil des Bildes ist die relative Signatur dargestellt und daran erkennt man, dass die Signifikanz umso geringer wird und nahezu ganz verschwindet, desto weiter man

ins Spektrum hinein kommt, weil irgendwann das Verhältnis zwischen Zählrate und Offset sehr groß wird.

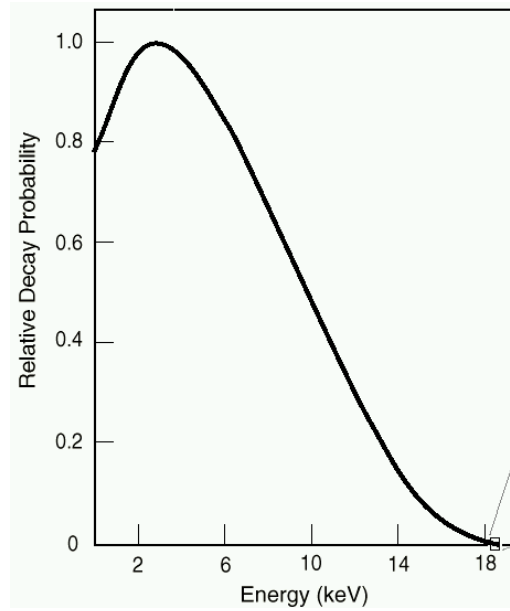
Hieran zeigt sich deutlich, dass es sinnvoll ist, möglichst nahe am Endpunkt zu messen. Die Zählrate  $\frac{dN}{dE}$  ist dort allerdings sehr gering<sup>5</sup>, und das führt zu Anforderungen an die  $\beta$ -Quelle sowie an das zu verwendende Spektrometer. Dies soll im Folgenden näher beschrieben werden.

Zuvor noch einige Anmerkungen, warum gerade der Tritium- $\beta$ -Zerfall ein geeigneter Kandidat für diese Art von Messung ist:

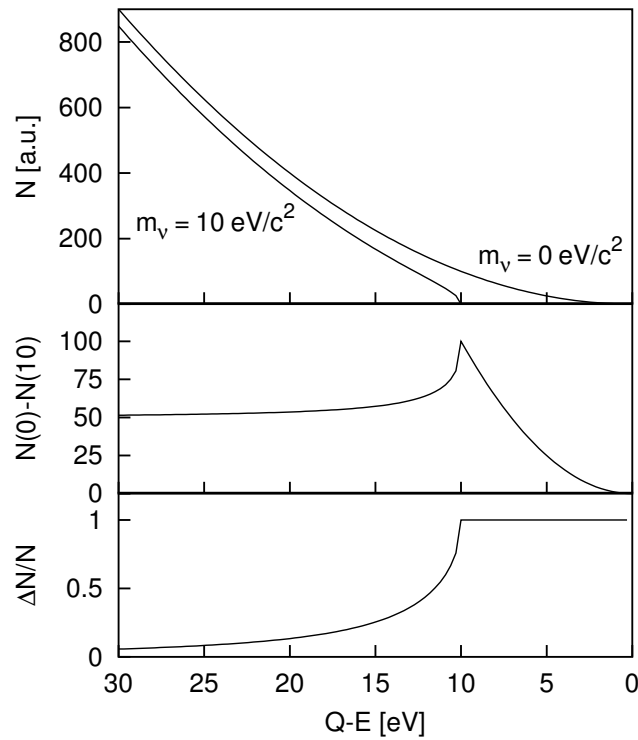
- Tritium hat eine sehr geringe Endpunktsenergie  $E_0$ , sodass der relative Anteil  $(\frac{\Delta E}{E_0})^3$  des interessanten Bereiches (unterhalb des Endpunktes)  $\Delta E = E - E_0$  besonders groß ist.
- Die Halbwertszeit von Tritium liegt mit 12.3 Jahren in einem Bereich, der es zulässt, Quellen mit hinreichender Aktivität bei gleichzeitig geringer Flächenbelegung zu erzeugen. Zu große Flächenbelegungen führen zu einer Erhöhung des systematischen Fehlers aufgrund von inelastischer Streuung der  $\beta$ -Zerfallselektronen innerhalb der Quelle.
- Die Elektronenschalenkonfiguration von Tritiummolekülen ( $T_2$ ) und seinen Tochtermolekülen  $(^3\text{He}^3\text{H})^+$  ist relativ einfach, d.h. das Endzustandsspektrum (final states) der entstandenen Ionen ist berechenbar.
- Es handelt sich um einen übererlaubten Zerfall, d.h. das Matrixelement  $|M|^2$  hängt nicht von der Energie des emittierten Elektrons ab, sondern die Form des  $\beta$ -Spektrums wird allein vom vorhandenen Phasenraum bestimmt.

---

<sup>5</sup>Die letzten 2 eV des  $\beta$ -Spektrums enthalten nur  $2 \cdot 10^{-12}$  der gesamten Zählrate. Da die Energie mit der dritten Potenz abnimmt, steckt in den letzten 0.3 eV schon nur noch ein Anteil von  $10^{-15}$  aller Zerfälle.



**Abbildung 2.1: Komplettes Tritium- $\beta$ -Spektrum.** Dargestellt ist das gesamte Energiespektrum des Tritium- $\beta$ -Zerfalles.



**Abbildung 2.2: Signatur einer von Null verschiedenen Neutrinomasse.** Dargestellt ist im oberen Teilbild der Endpunktsbereich des Tritium- $\beta$ -Spektrums für zwei angenommene Neutrinomassen:  $0 \frac{\text{eV}}{c^2}$  und  $10 \frac{\text{eV}}{c^2}$ . Im mittleren Teilbild ist die absolute Differenz der beiden oben angegebenen Spektren verzeichnet, während im unteren Teilbild die relative Differenz gezeigt wird. Der Einfluss einer nicht verschwindenden Neutrinomasse ist im gesamten  $\beta$ -Spektrum vorhanden, zeigt sich aber im Endpunktsbereich am deutlichsten.

## 2.2 Experimenteller Aufbau

In diesem Abschnitt wird der experimentelle Aufbau des Mainzer Neutrinomassenexperimentes (Mainz II) kurz beschrieben, wie er zwischen 1997 und 2001 vorlag. Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Bor00]. Im ersten Unterabschnitt wird das Funktionsprinzip der Mainzer Apparatur beschrieben. Die weiteren Ausführungen an dieser Stelle gliedern sich in die einzelnen Bestandteile der Apparatur: Das Spektrometer, die Quelle und den Detektor.

### 2.2.1 Prinzip eines MAC-E-Filters

Das Mainzer Spektrometer beruht auf dem Prinzip des MAC-E-Filters<sup>6</sup> (Magnetic Adiabatic Collimation and Electrostatic Filter), einer Kombination aus magnetischer adiabatischer Kollimation und einem elektrostatischen Gegenfeldspektrometer. Die große Stärke der MAC-E-Filter liegt darin, dass sie aufgrund ihrer enormen Raumwinkelakzeptanz von bis zu  $2\pi$  (wegen der magnetischen Kollimation) bei gleichzeitig guter Energieauflösung von 0.04% - 0.06% das Tritium- $\beta$ -Spektrum sehr präzise vermessen können. Dadurch wird eine Sensitivität auf Neutrinomassen im eV-Bereich erreicht. Die folgenden Ausführungen sind grafisch in Abbildung 2.3 dargestellt. Das magnetische Führungsfeld<sup>7</sup> wird von Solenoiden auf beiden Seiten des Spektrometers erzeugt. Ein Elektron, das im linken Quellsolenoiden startet, bewegt sich auf Zyklotronbahnen um die Magnetfeldlinien und wird an diesen entlang geführt. Das Magnetfeld ist symmetrisch zur Mittelebene des Spektrometers. Das Magnetfeld ist in der Mittelebene, der sog. Analysierebene des Spektrometers am schwächsten. Auf dem Weg vom starken Magnetfeld<sup>8</sup> zur Mitte in das schwächer werdende Magnetfeld wirkt auf das durch die Zyklotronbewegung hervorgerufene magnetische Bahnmoment  $\vec{\mu}$  der Elektronen die sog. Gradientenkraft  $\vec{F}_{\nabla}$ :

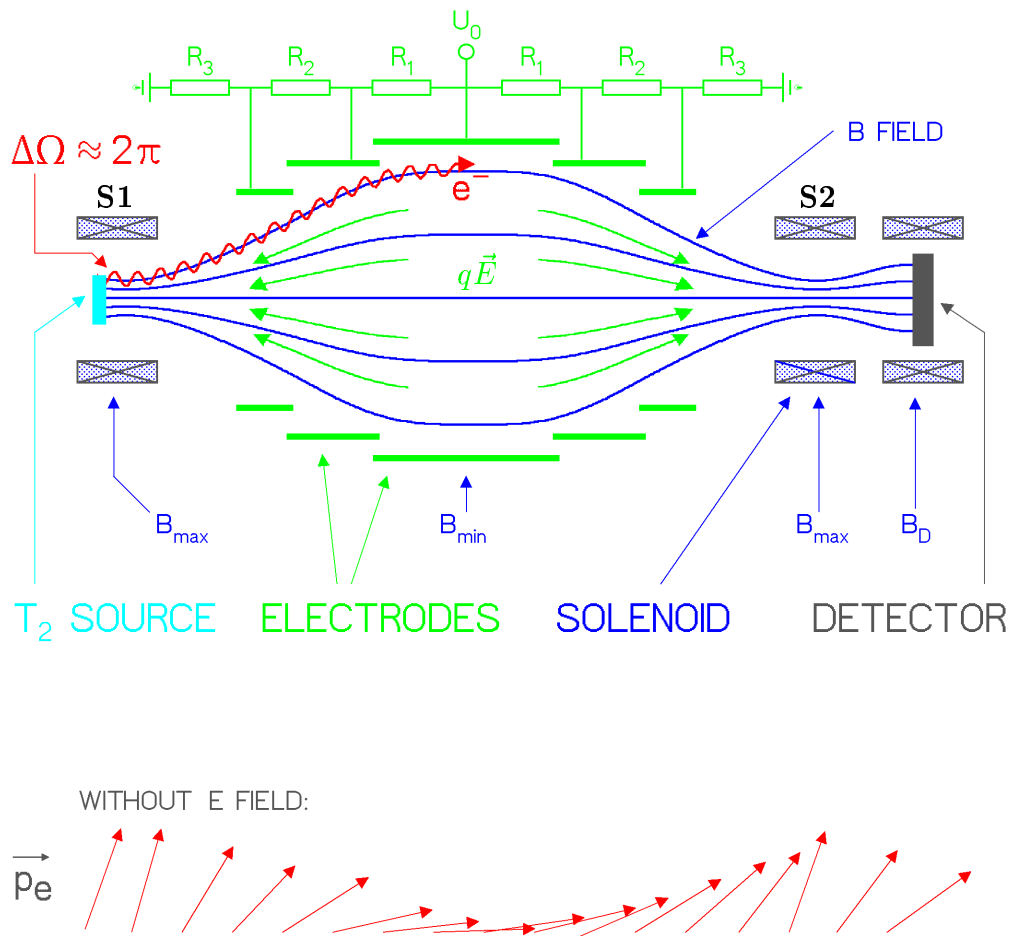
$$\vec{F}_{\nabla} = \vec{\nabla}(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \quad (2.8)$$

---

<sup>6</sup>Diese Technik wurde in den 80 er Jahren in Troitsk [Lob85] und Mainz [Pic92] unabhängig voneinander entwickelt. In den ursprünglichen Beschreibungen von [Pic92] wird das Spektrometer als Solenoid Retardierungs Spektrometer bezeichnet, was lediglich einen anderen Namen darstellt.

<sup>7</sup>Das magnetische Führungsfeld wird durch das Streufeld der Spektrometermagnete erzeugt. Die Bezeichnung “magnetisches Führungsfeld” wird gewählt, weil damit die Eigenschaft für das MAC-E-Filter beschrieben wird.

<sup>8</sup>In diesem Fall ist  $\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}$  und im Vakuum gilt für die Permeabilitätskonstante  $\mu=1$ . Daher wird im Textverlauf der Begriff Magnetfeld synonym für magnetische Flussdichte verwendet.



**Abbildung 2.3: Prinzip des MAC-E-Filters.** Hauptbestandteile eines Spektrometers nach dem MAC-E-Filter Prinzip sind zwei Solenoide (S1, S2), deren magnetisches Führungsfeld symmetrisch zur Mittelebene des Spektrometers verläuft und das für die Kollimation der Elektronen verantwortlich ist, sowie ein Elektroden-system, dessen elektrostatisches Retardierungsfeld für die Energieanalyse der Elektronen sorgt. Elektronen, die von der im Solenoiden S1 platzierten Quelle in den vorderen Halbraum starten, werden auf Zyklotronbahnen gezwungen und folgen dem magnetischen Führungsfeld ins Zentrum des Spektrometers. Das Magnetfeld ist dort um mehr als drei Größenordnungen kleiner als im Magnetfeldmaximum  $B_{\max}$ . Beim Durchlaufen des Magnetfeldgradienten wird die anfangs vorhandene Transversalenergie fast vollständig in Longitudinalenergie umgewandelt. Dieser Prozess der magnetischen adiabatischen Kollimation ist in der Abbildung anhand von Impulsvektoren der Elektronen dargestellt. Das von den Zylinderelektroden aufgebaute elektrostatische Retardierungsfeld ist dem magnetischen Führungsfeld entgegengerichtet. Elektronen, deren Longitudinalenergie in der Spektrometermitte nach der adiabatischen Kollimation größer ist als das angelegte Gegenpotential  $U_0$ , können die elektrostatische Barriere überwinden und werden auf den Detektor geführt; alle übrigen werden in der linken Hälfte des Spektrometers reflektiert (Energie-Filter).



Die Gradientenkraft ist so gerichtet, dass die Elektronen parallel zu den Magnetfeldlinien zum Feldminimum ( $B_{min} \approx 1/4000 B_{max}$ ), also zur Analysierebene hin beschleunigt werden. Auf diesem Weg wird die transversale Energie ( $E_{\perp}$ ) der Elektronen fast vollständig in longitudinale Energie ( $E_{\parallel}$ ), also entlang der Feldlinien, umgewandelt. Mit anderen Worten: Die Energie aus der Zyklotronbewegung wird in longitudinale Energie umgewandelt. Solange die Änderung des Magnetfeldes pro Zyklotronumlauf hinreichend klein bleibt, spricht man von einem adiabatischen Prozess und das Produkt aus magnetischem Bahnmoment der Elektronen  $\mu$  und dem relativistischen Faktor  $\gamma$  ist dann eine Erhaltungsgröße [Jac82]:

$$\gamma \cdot \mu = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e B} = \text{const.} \quad (2.9)$$

Die Größe  $p_{\perp}$  beschreibt den Transversalimpuls der Elektronen. Analog zur Gleichung 2.9, kann man auch eine Bedingung für den Anstellwinkel der Elektronen zur Magnetfeldlinie angeben nach [Jac82]:

$$\frac{\sin^2 \delta}{B} = \text{const.} \quad (2.10)$$

mit:

$\delta$  : Winkel zwischen Bewegungsrichtung der Elektronen und Richtung der Magnetfeldlinien.

Für den Tritium- $\beta$ -Zerfall kann man noch zusätzlich in nicht relativistischer Näherung den  $\gamma$ -Faktor 1 setzen, da der maximale Wert für  $\gamma$  im Fall von Tritium bei 1.04 liegt <sup>9</sup>. Damit erhält man:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad \text{mit} \quad E_{\perp} = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e} \quad (2.11)$$

Betrachtet man nun den Ausdruck für die resultierende transversale Energie  $E_{\perp f}$  eines Elektrons, welches das Zentrum des Spektrometers erreicht, so ergibt sich eine Abschwächung der transversalen Energie. Die Startenergie des Elektrons  $E_{\perp i}$  wird um das Verhältnis der Magnetfelder im Zentrum des Spektrometers  $B_f$  und am Startpunkt der Elektronen  $B_i$  reduziert:

$$E_{\perp f} = E_{\perp i} \cdot \frac{B_f}{B_i} \quad (2.12)$$

Somit ist im Zentrum des Spektrometers, also in der Analysierebene, fast die gesamte Energie in Vorwärtsrichtung verfügbar. Die Impulse der Elektronen sind parallel in Richtung der magnetischen Feldlinien gerichtet, man spricht von magnetischer adiabatischer Kollimation. Diese Aussagen gelten so nur solange, wie man

---

<sup>9</sup>Für die Anpassungsfunktion, die zur Analyse der Daten herangezogen wird, wird  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  berücksichtigt.

den Einfluss des elektrischen Feldes unbeachtet lässt. Die magnetische adiabatische Transformation ist also notwendige Voraussetzung für die elektrostatische Energieanalyse, welche wegen der überlagerten Zyklotronbewegung in adiabatischer Näherung lediglich auf die Longitudinalkomponente wirkt. Mit Hilfe des elektrostatischen Feldes erfolgt dann die Energieanalyse. Die in der Quelle gestarteten Elektronen können das elektrische Filter nur dann überwinden, wenn ihre Longitudinalenergie an jedem Punkt ihres Weges durch das Spektrometer größer ist als das dort herrschende elektrische Potential. Es handelt sich also um ein integrierendes Spektrometer, denn es werden immer alle Elektronen gezählt, die höhere Energien aufweisen. Für diese als ideal angenommenen Bedingungen ist das vergleichbar mit einem Hochpassfilter. Im Zentrum sieht die Longitudinalenergie folgendermaßen aus:

$$E_{\parallel f} = E_S - E_{\perp f} > -e \cdot U_0 \quad (2.13)$$

mit  $E_S$  als Startenergie der Elektronen.

Daraus ergibt sich für die Auflösung des Spektrometers:

$$\Delta E = E_{\perp f}^{max} = E_0 \cdot \frac{B_{min}}{B_{max}} \approx 4.8 \text{ eV} \quad (2.14)$$

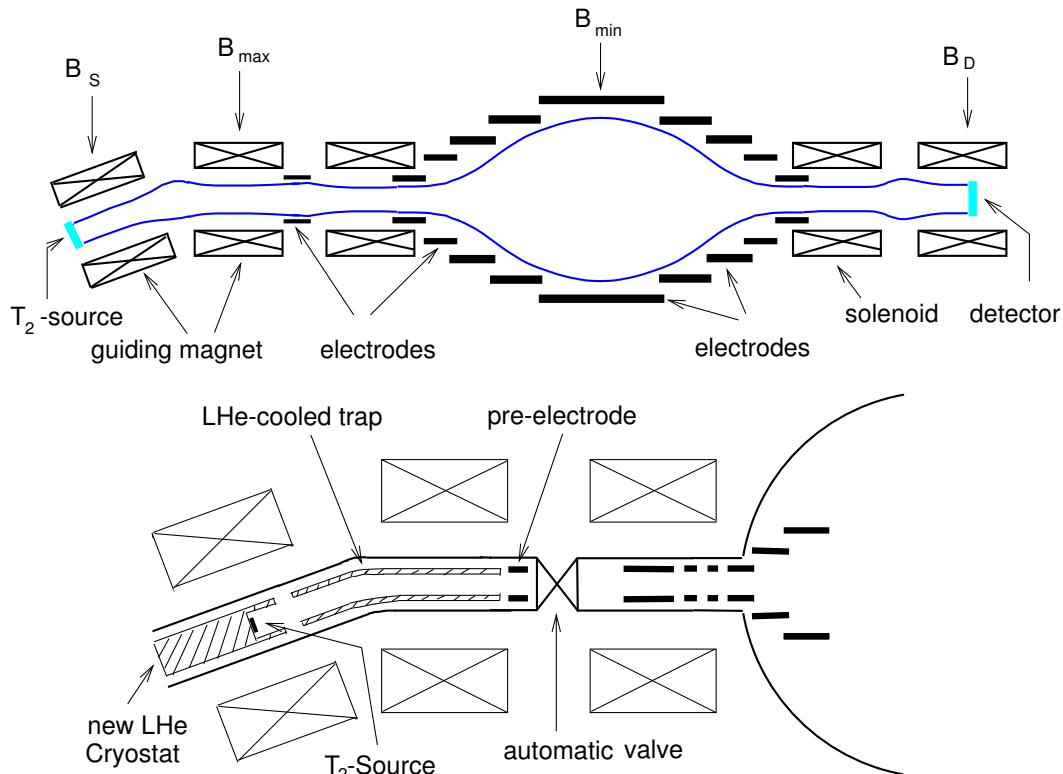
mit  $E_0$  : maximale Transversalenergie am Start ( $\approx 18.6 \text{ keV}$ )

$B_{max}$  : maximales Magnetfeld ( $\approx 2.2 \text{ T}$ ) und

$B_{min}$  : minimales Magnetfeld ( $\approx 0.00056 \text{ T}$ )

Die Elektronen, die über genügend Energie verfügen, um das elektrostatische Retardierungspotential zu überwinden, werden anschließend durch das elektrische Feld wieder beschleunigt und mit Hilfe des magnetischen Führungsfeldes auf den Detektor im Zentrum des rechten Solenoiden geführt. Dort können sie dann mit ihrer Startenergie nachgewiesen werden.

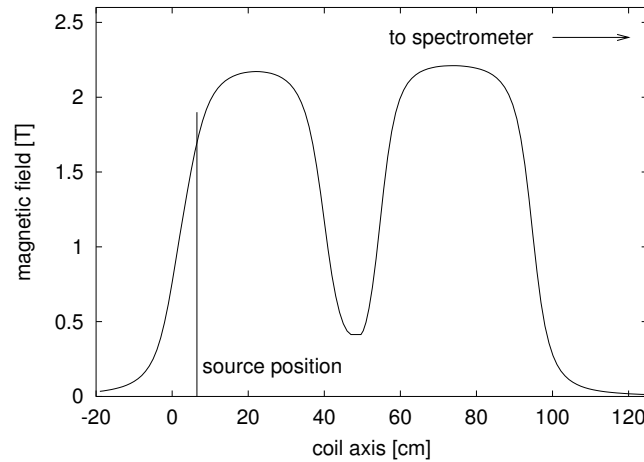
Die genaue Abhängigkeit der transmittierten Elektronen vom Startwinkel und der Quellposition wird durch eine sog. Transmissionsfunktion beschrieben, die in Abschnitt 2.4 näher dargestellt wird.



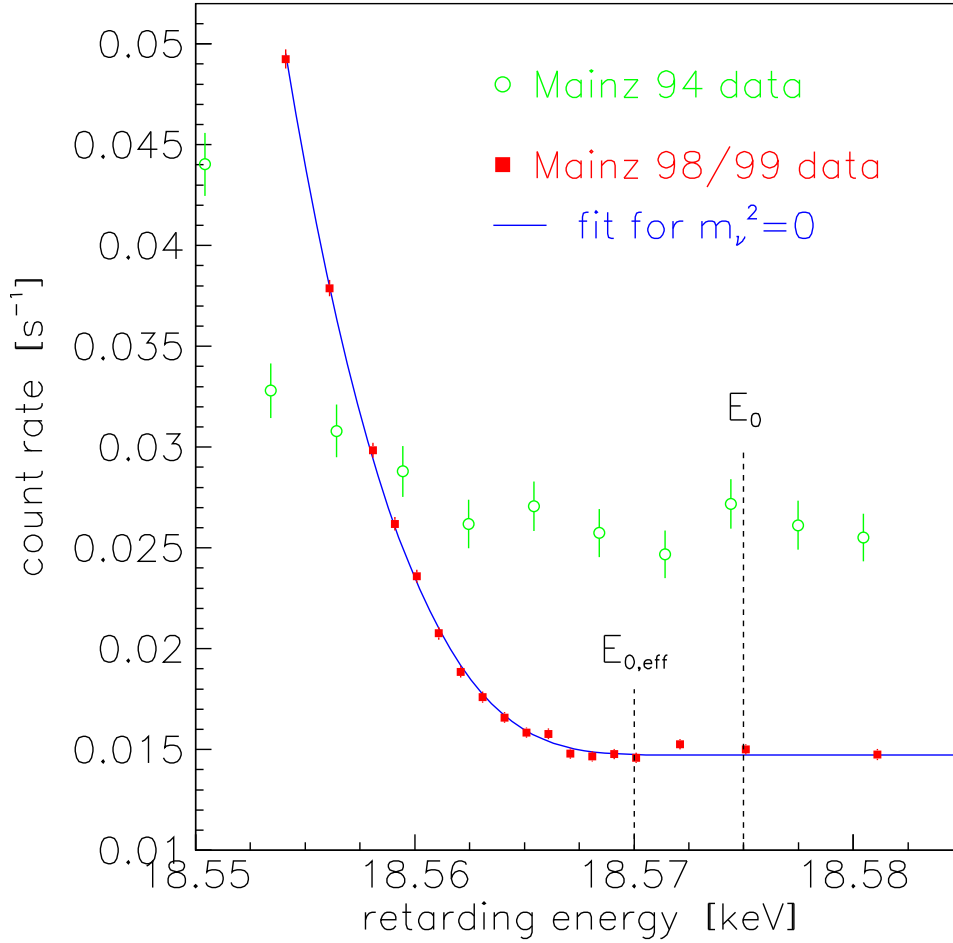
**Abbildung 2.4: Skizze des Mainzer Neutrinomassenexperimentes.** Im oberen Bild ist der Gesamtaufbau des Mainzer Neutrinomassenexperimentes zu sehen, während der untere Teil des Bildes eine Ausschnittsvergrößerung des Quellbereiches, des magnetischen Krümmers und des quellseitigen Spektrometerbereiches zeigt. Von links nach rechts besteht das Mainzer Experiment aus der Quelle, dem magnetischen Krümmer mit seinen beiden um  $20^\circ$  gegeneinander verkippten Solenoiden, dem Spektrometer und einem Satz von Elektroden für die Erzeugung des elektrischen Retardierungsfeldes sowie schließlich dem Detektor, untergebracht im Detektorsolenoiden. Die Elektronen werden innerhalb des sog. Flussschlauches, dessen Grenzen mit Hilfe der durchgezogenen Linien im oberen Bild veranschaulicht sind, von der Quelle zum Detektor geführt. Das untere Bild zeigt zusätzliche Details des Quellbereiches. Links erkennt man einen Teil des Kryostaten, der die Quelle aus schockkondensiertem  $T_2$  auf einer Temperatur von 1.86 K hält, anschließend die mit flüssigem Helium gekühlte Kryofalle im magnetischen Krümmer, welche sowohl Tritiummoleküle absorbiert, die von der Quelle abgedampft werden, als auch Restgasmoleküle, die aus dem Spektrometer stammen. Weiterhin ist die Vorelektrode zu sehen, die auf negatives Potential gelegt wird und damit zur Untergrundreduktion dient, indem sie positive Ionen von der Quelle am Eindringen ins Spektrometer hindert. Schließlich ist das automatische Ventil zwischen magnetischem Krümmer und Spektrometer zu nennen, das im Notfall eine Trennung zwischen Quellregion und Spektrometer ermöglicht. Weitere Erläuterungen sind den einzelnen Unterabschnitten zu entnehmen.

### 2.2.2 Das Mainzer MAC-E-Filter

Für die prinzipielle Funktion des Spektrometers reichen zwei Solenoide aus, die das magnetische Führungsfeld erzeugen. Im realen Aufbau in Mainz befinden sich allerdings zwei Solenoide auf jeder Seite des Experimentes, wie in Abbildung 2.4 dargestellt. Auf der Detektorseite beherbergt der weiter außen gelegene Solenoid den Detektor und auf der Quellseite befindet sich im entfernteren Solenoid während der Tritiummessungen die Quelle. Das Quellmagnetsystem ist als magnetischer Krümmer angelegt, d.h. es handelt sich um zwei in einem Winkel von  $20^\circ$  gegeneinander verkippte Spulen. Zur Messung starten die Elektronen im linken Teil der Spulen. Die aus der Quelle startenden Elektronen werden magnetisch in den Spektrometertank geführt. Sollte sich allerdings ein Tritiummolekül von der Quelle lösen, so kann es nicht den Feldlinien (dem Knick entlang um die Ecke) folgen und friert an der Wand aus, die mit flüssigem Helium gekühlt wird. Die Tritiummoleküle haben somit keine Chance, ins Spektrometer zu gelangen und dort die Untergrundzählrate zu erhöhen. Der magnetische Krümmer ist in Abbildung 2.4 dargestellt und war im Aufbau Mainz I (vor 1997) noch nicht vorhanden. Ein Vergleich zweier gemessener Spektren aus den Jahren 1994 bzw. 1998/1999 zeigt den Effekt in Abbildung 2.6 deutlich. Die Untergrundzählrate für die Messung von 1994 ist signifikant erhöht, obwohl die Quellstärke 1998/1999 wesentlich größer war. Die Erhöhung ist durch ins Spektrometer gelangte, dort zerfallende Tritiummoleküle verursacht worden. Das Feld des magnetischen Krümmers und eine mögliche Startposition der Elektronen ist in Abbildung 2.5 dargestellt.



**Abbildung 2.5: Das Feld des magnetischen Krümmers.** Dargestellt ist das Feld des magnetischen Krümmers entlang der Spulenachse für eine Stromstärke von 90 A (Standardwert während einer Tritiummessung). Das maximale Feld der quellseitigen Spule beträgt in dieser Einstellung 2.17 T, das der spektrometerseitigen Spule 2.21 T. Eine mögliche Quellposition ist durch den senkrechten Strich gekennzeichnet, das Magnetfeld an diesem Ort beträgt 1.69 T (bzw. 1.09 T). Näheres zur Beschränkung des maximal akzeptierten Raumwinkels durch das Feld des magnetischen Krümmers wird in Abschnitt 2.4 beschrieben.



**Abbildung 2.6: Gemessene Spektren im Endpunktbereich.** Dargestellt sind in grün (offene Kreise) für eine Messung aus dem Jahr 1994 (ohne magnetischen Krümmer) und in rot (gefüllte Quadrate) für die Messungen von 1998/1999 (mit magnetischem Krümmer) jeweils die Zählrate gegenüber der Retardierungsenergie. Man erkennt deutlich die Reduktion des Untergrundes bei gleichzeitiger Erhöhung der Signalstärke (rechts von  $E_{0,eff}$ ) für die späteren Daten.  $E_0$  beschreibt den theoretischen Endpunkt des  $\beta$ -Spektrums. Die Position von  $E_{0,eff}$  berücksichtigt die Breite der Antwortfunktion (Responsefunktion) des Spektrometers und die elektronischen Grundzustände (mittlere Rotations- und Vibrations-Anregungsenergien) des  $(^3\text{HeT})^+$  Tochtermoleküls.

### 2.2.3 Das Spektrometer

Das Spektrometer beherbergt das Elektrodensystem. Für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen, die alle mit dem sog. Mainz II Spektrometer durchgeführt wurden, werden die elektrischen Felder von 27 ringförmigen Elektroden erzeugt, die auf unterschiedlichen Potentialen liegen. Dabei sorgen die großen in der Mitte für die Retardierungsspannung und die kleineren weiter außen für einen möglichst gleichmäßigen Abfall des elektrischen Potentials ohne große Gradienten. Dadurch wird erreicht, dass zum einen nicht zu früh retardiert wird (wegen Gleichung 2.13), zum anderen aber auch nicht zu spät, um die Erhaltung der Adiabasie nach Gleichung 2.9 zu gewährleisten. (Der Durchgriff in der Analysierebene wird minimiert!)

Außerdem ist das Vakuum von entscheidender Bedeutung, beide Punkte werden im Folgenden etwas genauer beschrieben.

#### 2.2.3.1 Die Hochspannungsversorgung

Die Spannungsversorgung der 27 Elektroden des Spektrometers erfolgt durch ein Hochspannungsnetzgerät mit interner Regelung der Firma Knürr-Heinzinger<sup>10</sup> (Modell PNC5 30000-5 neg). Die Regelung der Ausgangsspannung erfolgt mit Hilfe der internen Regelung des Netzgerätes und wird über einen separaten Rechner angesteuert durch das Programm “HV\_MOD” [Fic98]. Das Programm erhält als Eingabe den gewünschten Spannungswert und sorgt dann dafür, dass dieser Wert nicht direkt gesetzt wird, sondern langsam über mehrere Zwischenschritte erreicht wird. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit für Spannungsüberschläge deutlich verringert. Außerdem wurde eine Notaus-Routine in das Programm eingebaut, die es ermöglicht, über ein Signal des Experimentüberwachungssystems (siehe Abschnitt 2.6) die Spektrometerspannung sehr schnell auf Null zu setzen. Über einen Präzisionshochspannungsteiler wird im Verhältnis 1:50 die Spektrometerspannung  $U_0$  abgegriffen. Das Differenzsignal zwischen diesem Abgriff und einem Spannungsnormale wird vom Kontrollrechner protokolliert, ein Beispiel ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Zusätzlich wird die Ausgangsspannung über einen weiteren Hochspannungsteiler im Verhältnis 1:5000 abgegriffen und dann mit einem Präzisionsvoltmeter (Prema 6048) vermessen. Diese Werte werden über einen IEEE-Bus an den Messrechner weitergeleitet (mit einem Programm PREMA [Fla99] und dienen ebenfalls der Kontrolle. Da diese Informationen gemeinsam mit den gewonnenen Tritiumdaten gespeichert werden, ist es besonders ein-

<sup>10</sup>Knürr-Heinzinger Electronic GmbH, Anton-Jacob-Straße 4, D-83026 Rosenheim.

Die vom Hersteller zugesicherten Eigenschaften sind eine Spannungsstabilität besser als  $1 \cdot 10^{-5}$  über 8 Stunden, ein Temperaturkoeffizient besser als  $1 \cdot 10^{-5}$  pro Kelvin und eine Restwelligkeit besser als  $1 \cdot 10^{-5} \text{pp} \pm 50 \text{ mV}$ . Die Einhaltung der zugesicherten Eigenschaften wurden bei Tests im Mainzer Labor bestätigt.



fach, bei zu großen Abweichungen die betroffenen Rohdaten zu identifizieren und zu verwerfen (siehe auch Abschnitt 3.5).

Nicht alle Spektrometerelektroden werden mit der vollen Retardierungsspannung  $U_0$  versorgt. Die geringeren Werte für die weiter außen gelegenen Elektroden werden mit einem weiteren Spannungsteiler erzeugt, dessen Schema in Abbildung 2.8 dargestellt ist. Die genauen Potentialwerte sind in Referenz [Bor00] aufgeführt. Die beiden sekundären Spannungsteiler wurden im Rahmen der Diplomarbeit von H. Ulrich [Ulr00] neu entworfen und installiert. Mit dem Umbau sollte die Möglichkeit geschaffen werden, die Spannungsteilerverhältnisse durch Austausch der verwendeten Widerstände schnell und einfach zu ändern, um systematische Untergrunduntersuchungen durchzuführen. Außerdem konnte nun ebenfalls recht einfach an verschiedenen Elektroden des Spektrometers eine hochfrequente Wechselspannung eingestrahlt werden<sup>11</sup>. Erreicht wurde dieses Ziel dadurch, dass sowohl die Verbindungen von den Stromdurchführungen in der Tankhülle zu den Spannungsteilern, als auch die Verbindungen von und zu den HV-Widerständen in den Spannungsteilern auf Steckverbindungen umgerüstet wurden. Die Umrüstung hatte noch einen positiven Nebeneffekt; die Kabelverbindungen in den Spannungsteilern sind seitdem weitaus weniger anfällig für Kabelbrüche als vorher.

---

<sup>11</sup>Während der Messung Q5 im Herbst 1998 wurden erstmals in den Pausen zwischen den einzelnen Messpunkten Hochfrequenzpulse (Frequenz 1.1 MHz) auf die detektorseitige Elektrode E8 gegeben, um dadurch den Untergrund zu stabilisieren und zu reduzieren. Die Idee war, dass eventuell im Spektrometer gespeicherten Ladungsträgern (i.a. Elektronen) Energie zugeführt wird und diese damit aus dem Spektrometervolumen entfernt werden (ausführliche Diskussion in [Ulr00]).



### 2.2.3.2 Das Vakuumsystem

Von entscheidender Bedeutung für die Tritiummessung ist neben vielen anderen Komponenten auch ein möglichst gutes Vakuum im UHV-Bereich in allen wichtigen Teilen des Spektrometers. Im Spektrometertank wird dabei ein Enddruck von  $< 10^{-10}$  mbar erreicht. Für das Mainzer Spektrometer wird ein System aus Vorpumpe, einer Turbomolekularpumpe als erste Stufe sowie zwei parallel betriebenen Turbomolekularpumpen als zweite Stufe verwendet. Damit ergeben sich verschiedene Druckbereiche:

- Ultrahochvakuum (UHV) innerhalb des Spektrometertanks:  $p < 10^{-10}$  mbar
- Zwischenvakuum (zwischen 1. und 2. Stufe):  $p < 10^{-6}$  mbar
- Vorvakuum:  $p < 10^{-1}$  mbar
- Vakuum in Quell- und Detektorbereich:  $p < 10^{-8}$  mbar

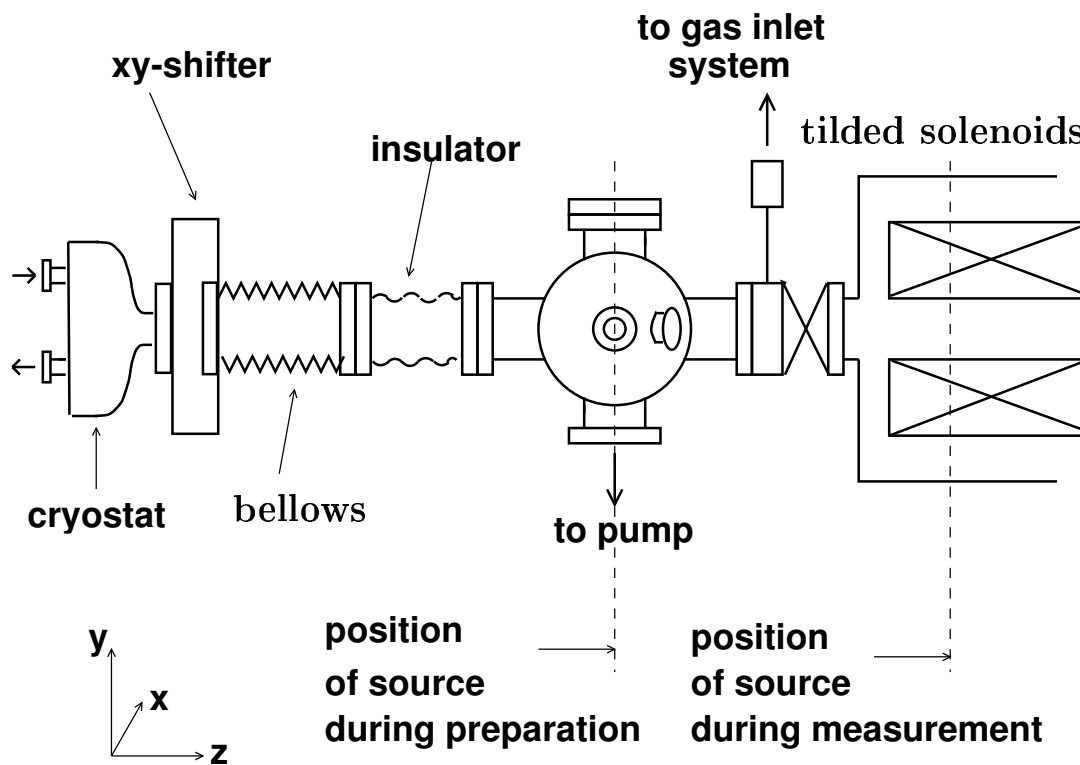
Zur weiteren Verbesserung des Vakuums werden im Quell- und Detektorbereich zusätzlich Ionengetterpumpen eingesetzt und innerhalb des Spektrometervolumens befinden sich SAES-Getterstreifen<sup>12</sup>, die mit ihrer enormen Saugleistung für Wasserstoff von 6 l/cm für den Enddruck von  $< 10^{-10}$  mbar sorgen. Im Mainzer Spektrometer waren zur Zeit der Tritiummessungen etwa 50 m der erwähnten Getterstreifen untergebracht.

---

<sup>12</sup>Auch im Quell- und Detektorbereich kommen SAES-Getterstreifen zum Einsatz.

### 2.2.4 Die Quellapparatur

Im Mainzer Neutrinomassenexperiment kommt eine Festkörperquelle zum Einsatz, genauer gesagt ein abschreckend kondensierter Film molekularen Tritiums. Der große Vorteil einer solchen Quelle ist, dass man relativ wenig Tritium braucht, um eine ausreichende Quellstärke zu erreichen. Allerdings ist die Verwendung einer derartigen Quelle mit einer ganzen Reihe systematischer Korrekturen verbunden, die im Kapitel 4 genauer beschrieben werden.



**Abbildung 2.9: Aufbau der Quellapparatur.** Dargestellt ist ein schematischer Aufbau der Quellapparatur in der Seitenansicht. Der Aufbau erlaubt eine Bewegung des Durchflusskryostaten um ungefähr 60 cm in z-Richtung. Der Kopf mit dem Quellsubstrat ist durch die senkrechten gestrichelten Linien angedeutet. Dadurch kann das Quellsubstrat von der Auffrierposition im Zentrum des sog. Kreuzstückes (mit Fenstern für Ellipsometrie) in die Messposition innerhalb des magnetischen Krümmers gebracht werden. Zusätzlich ist der Kryostat auch in xy-Richtung verschiebbar, was eine Justage der Quelle in Bezug auf den magnetischen Fluss Schlauch ermöglicht. Außerdem ist zwischen Balg und Kreuzstück ein Isolator angebracht, der es zulässt, den Kryostaten und damit auch das Quellsubstrat mit einem frei wählbaren Potential zu versehen.

Der technische Aufbau der Quelle und des Einlasssystems ist in Referenz [Bor00] beschrieben, eine genaue Darstellung des verwendeten LHe-Durchflusskryostaten findet sich bei [Fle98]. Im Folgenden werden nur kurz die wichtigsten Komponenten und Eigenschaften der Quellapparatur beschrieben. Der prinzipielle Aufbau der Quelle mit den wesentlichen Teilen ist in Abbildung 2.9 dargestellt. Die Quelle wird innerhalb des sog. Kreuzstückes auf einen Kryostaten aufgefroren (siehe Abbildung 2.10). Als Unterlage für den Tritiumfilm wird ein HOPG-Substrat<sup>13</sup> verwendet. Die Schichtdicke  $d$  des aufgefrorenen Films wird durch Ellipsometrie bestimmt (siehe Abschnitt 3.1.2). Die typische Größenordnung für die Schichtdicken in den Mainzer Messungen liegt im Bereich von 140 ML (440 Å)<sup>14</sup>. Die Temperatur des Quellsystems beträgt während einer Tritiummessphase 1.86 K. Grundsätzlich soll mit einer geringeren Temperatur als 2 K gearbeitet werden, um das Entnetzen (siehe Abschnitt 5.1.2.1) des Tritiumfilms zu verhindern. Der Kryostat hat drei stabile Arbeitsbereiche, nämlich 1.83 K, 1.86 K und 1.90 K. Davon wurde der mittlere gewählt; die beiden anderen dienen somit als Sicherheitspuffer im Falle von Schwankungen.

Zum Verständnis der experimentellen Parameter ist die Tatsache von Bedeutung, dass die Quelle so positioniert werden kann, dass sie sich nicht im maximalen Magnetfeld befindet. Sie wird vor dem Feldmaximum positioniert und es gilt für das Magnetfeld an der Quellposition  $B_S < B_{max}$ . Nach Gleichung 2.10 ergibt sich für den maximal akzeptierten Startwinkel  $\delta_{S,max}$  der Elektronen:

$$\delta_{S,max} = \arcsin \sqrt{\frac{B_S}{B_{max}}} \quad (2.15)$$

Durch Variation der genauen Messposition für das Substrat im magnetischen Krümmer und damit auch  $B_S$  (siehe Abbildung 2.5) wird die maximale Weglänge der Elektronen im Quellfilm und dadurch die Wahrscheinlichkeit für inelastische Streuung, die zu unerwünschten Energieverlusten führt, eingeschränkt. Allerdings hat das auch einen Einfluss auf den vom Spektrometer akzeptierten Raumwinkel:

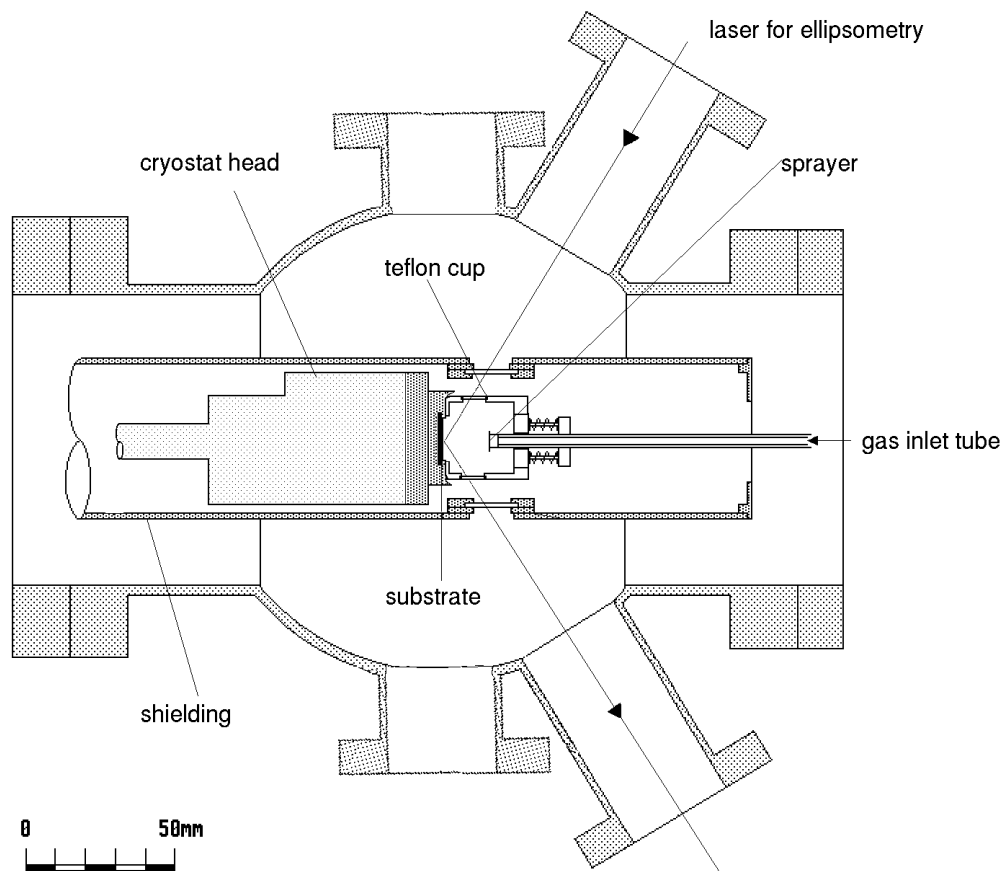
$$\frac{\Delta\Omega}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\delta_{S,max}} 2\pi \sin(\delta) d\delta = \frac{1}{2} \left(1 - \cos(\delta_{S,max})\right) \quad (2.16)$$

Die Wahl für alle in dieser Arbeit vorgestellten Messungen beträgt entweder 45° oder 61° für den maximal akzeptierten Startwinkel.

---

<sup>13</sup>HOPG steht für Highly Orientated Pyrolytic Graphite. Das sind hochreine, pyrolytisch hergestellte Graphitkristalle, deren Flächennormale genauer als 0.4° relativ zur Oberflächennormalen des Substrates ausgerichtet sind [Ket94].

<sup>14</sup>Wenn im Zusammenhang von Schichtdicke  $d$  der Quellfilme von Monolagen (ML) die Rede ist, sind damit Schichten von etwa 3.4 Å Dicke gemeint. Da die Filme porös sind (ca. 20% Löcher), handelt es sich nicht um Monolagen im eigentlichen Sinn.



**Abbildung 2.10: Skizze des Quellpräparationsortes (Aufsicht) aus [Bor00].** Dargestellt ist der Quellkryostat im Zentrum des Kreuzstückes. Diese Position dient zur Präparation der Quellfilme. Der Kryostatkopf mit dem in schwarz dargestellten Graphitsubstrat und dem Strahlungsschild, das etwa 10 cm über das Substrat hinausreicht, muss von links über das in dieser Richtung ortsfeste Ende des Gaseinlasssystems geschoben worden, bis die Teflonhaube am Ende des Einlasssystems gerade an dem Substrathalter anliegt. Eine Zerstäuberdüse am Ende der Gaseinlasskapillaren sorgt für eine homogene Verteilung des Gases im von der Teflonhaube definierten Volumen und sorgt damit für ein gleichmäßiges Schichtdickenwachstum auf dem Quellsubstrat. Das Kreuzstück, die Haube und auch das Strahlungsschild besitzen Fenster, durch die Laserlicht für die ellipsometrischen Schichtdickenmessungen auf das Substrat gelangen kann. Nach Beendigung der Quellpräparation wird der Quellkryostat so weit nach links zurückgezogen, dass die Teflonhaube nach oben (im Bild in Richtung des Betrachters) bewegt werden kann. Schließlich wird die Quelle nach rechts in Richtung Spektrometer gefahren, bis sie die Messposition im magnetischen Krümmer erreicht hat (diese ist allerdings nicht mehr im Bild enthalten).

### 2.2.5 Der Detektor

Die Elektronen des Tritium- $\beta$ -Spektrums werden mit einem fünffach ringsegmentierten, ionenimplantierten Silizium-Halbleiterdetektor (Fläche:  $5 \times 1 \text{ cm}^2$ , effektive Dicke:  $500 \text{ }\mu\text{m}$ ) nachgewiesen. Er wurde hergestellt von der Firma Eurisys Messtechnik GmbH und trägt die Typbezeichnung IPSC25-11,2-500-N5. Abbildung 2.11 zeigt eine Skizze der Segmentierung und Abbildung 2.12 den prinzipiellen Aufbau des Detektors. Ausführliche Beschreibungen finden sich in den Referenzen [Loe88, Wei92, Kub92].

Der Detektor wird schon seit 1997<sup>15</sup> verwendet. Im Folgenden werden nur kurz die wichtigsten, zum Verständnis der Arbeit notwendigen Eigenschaften, beschrieben.

Der Detektor wird mit flüssigem Stickstoff gekühlt und entsprechend bei niedrigen Temperaturen betrieben, um hohe Energieauflösung zu erreichen. Für den Mainzer Detektor liegt die Energieauflösung des Detektors bei 1.4 keV (FWHM für 18.6 keV Elektronen). Das Vakuum im Detektorbereich wird mit Hilfe einer Kryopumpe erzeugt. Außerdem befinden sich auch hier einige SAES-Getterstreifen und eine Ionengetterpumpe.

Positionierung des Detektors:

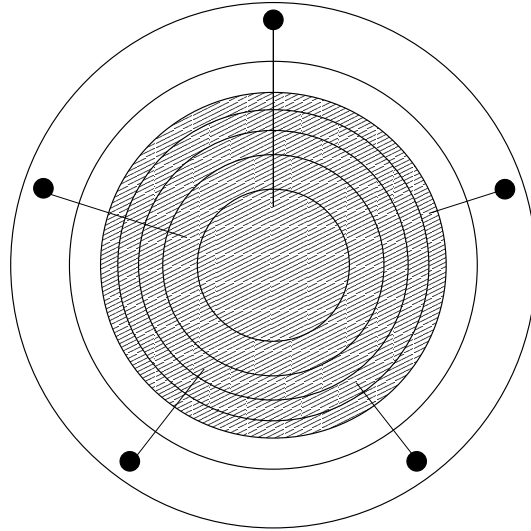
Der Detektor befindet sich im Feldmaximum eines weiteren Solenoiden auf der Detektorseite, um zu gewährleisten, dass die Magnetfeldlinien senkrecht auf der Oberfläche des Detektors stehen. (Abbildung 2.12). Das ermöglicht die Wahl der magnetischen Feldstärke am Ort des Detektors unabhängig von der Einstellung der beiden Spektrometersolenoiden. Wählt man die Einstellung so, dass das Magnetfeld am Ort des Detektors  $B_D$  ( $B_D \approx 0.31 \cdot B_{max,spec}$ ) ist, so kann man den Winkel, mit dem die Elektronen am Detektor auftreffen, begrenzen. Mit Gleichung 2.10 ergibt sich für den maximalen Anstellwinkel  $\delta_{D,max}$

$$\delta_{D,max} = \arcsin \left( \sqrt{\frac{B_D}{B_{max,spec}}} \right) \approx 34^\circ \quad (2.17)$$

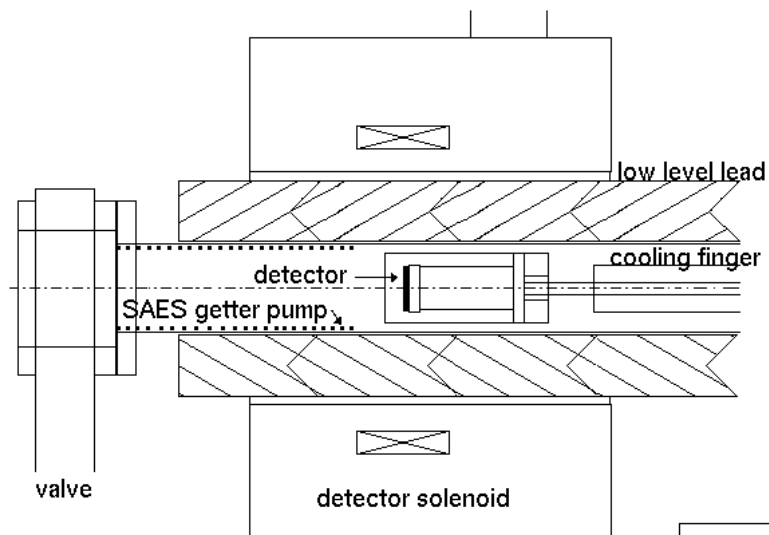
statt der  $90^\circ$ , die man im Zentrum des zweiten Solenoiden erwarten würde. Dadurch reduziert sich der aus dem Detektor zurückgestreute Anteil der Elektronen.

---

<sup>15</sup>Der bis Ende 1994 verwendete Detektor war ein baugleicher fünffach segmentierter Silizium-Halbleiterzähler und wird in [Kub92] beschrieben.



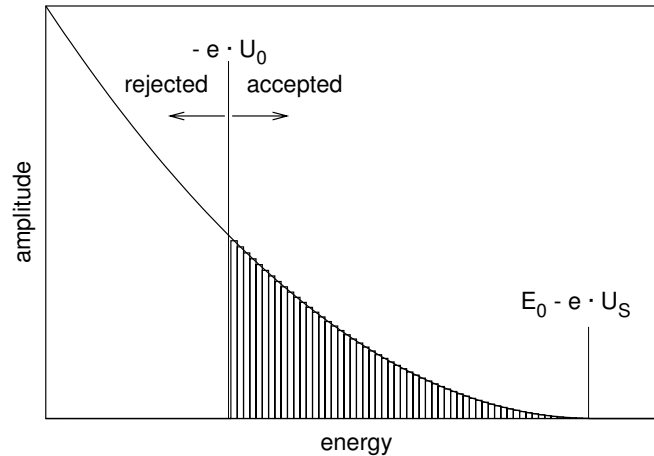
**Abbildung 2.11: Segmentierung des Detektors.** Dargestellt sind schematisch die fünf Segmente des Detektors. Jedes Segment hat eine Fläche von  $1 \text{ cm}^2$  und eine effektive Dicke von  $500 \text{ }\mu\text{m}$ .



**Abbildung 2.12: Lage des Detektors.** Dargestellt ist schematisch die Lage des Detektors im Detektorsolenoiden.

## 2.3 Prinzip der Tritiummessung

Die Aufnahme des  $\beta$ -Spektrums erfolgt prinzipiell durch das Ändern der Potentialdifferenz zwischen Quelle und Analysierebene des Spektrometers. Die naheliegende Methode dafür ist die Änderung der am Spektrometertank anliegenden Spannung  $U_0 = -18690$ . Im Mainzer Experiment ist das allerdings ein wenig eleganter gelöst: Die Retardierungsspannung  $U_0$  am Spektrometer wird konstant bei  $-18690$  eV gehalten, was für stabile Verhältnisse sorgt. Stattdessen wird die Quellspannung  $U_S$  variiert, denn dann müssen nur kleine Spannungswerte zwischen  $-20$  V und  $-320$  V eingestellt werden, was technisch wesentlich einfacher mit der nötigen hohen Präzision zu realisieren und zu handhaben ist. Das Prinzip ist in Abbildung 2.13 veranschaulicht. Welche Spannungswerte genau eingestellt werden, regelt die sog. Messpunktverteilung, die vor der Messung festgelegt wird. Die Messwerte gehen  $200$  eV ins Spektrum hinein, um dessen Form zu bestimmen, sowie  $100$  eV über den Endpunktbereich hinaus, um den Untergrundlevel zu fixieren. Am dichtesten liegen die Punkte im interessanten Endpunktbereich. Unter einem Durchlauf ist zu verstehen, dass alle Spannungswerte einmal in der einen Richtung und dann in umgekehrter Reihenfolge wieder zurück durchlaufen werden. Im Standardfall startet ein solcher Durchlauf mit dem betragsmäßig kleinsten Wert von  $U_S$  (im Untergrundbereich), läuft dann schrittweise bis zum am weitesten im Spektrum liegenden Punkt und wieder zurück.



**Abbildung 2.13: Prinzip der Messung des Endpunktbereiches des Tritium- $\beta$ -Spektrums mit dem MAC-E-Filter.** In Mainz wird der Endpunktbereich des Tritium- $\beta$ -Spektrums vermessen, indem die Analysierspannung  $U_0$  des Spektrometers konstant gehalten und das beschleunigende Potential der Quelle  $U_S$  schrittweise variiert wird. Alle  $\beta$ -Zerfallselektronen, deren Energie größer ist als das Retardierungspotential  $-e \cdot U_0$  ( $U_0 < 0$ ), können das elektrostatische Gegenfeld des MAC-E-Filters überwinden und werden im Detektor nachgewiesen. Dabei haben die Elektronen Energien zwischen  $-e \cdot U_0$  und  $E_0 - e \cdot U_S$  ( $U_S < 0$ ).

## 2.4 Die Transmissionsfunktion

Die Transmission des Spektrometers lässt sich beschreiben, indem man das Verhältnis der aus der Quelle in den vorderen Halbraum gestarteten Elektronen, die das Analysierpotential  $-e \cdot U_0$  ( $U_0 < 0$ ) in der Mitte des Spektrometers überwinden können, zur gesamten Anzahl der in den vorderen Halbraum emittierten Elektronen bildet. Allgemein gilt, dass die Elektronen das Analysierpotential dann überwinden können, wenn ihre Longitudinalenergie  $E_{\parallel}$  an jeder Stelle zwischen Quelle und Spektrometermitte größer als Null ist.

Die genaue Abhängigkeit des transmittierten Anteils der Elektronen von deren Startwinkel und -energie nennt man Transmissionsfunktion, deren Verlauf in Abbildung 2.15 gezeigt ist. In der Transmissionsfunktion stecken die Abhängigkeiten von der Startenergie  $E_S$  und dem Startwinkel  $\delta_S$  der Elektronen, der maximalen Retardierungsspannung  $U_0$  sowie den Magnetfeldern zwischen Quelle und Spektrometer (siehe Abb. 2.14). Eine ausführliche Herleitung der Transmissionsfunktion für das bestehende Mainzer Spektrometer findet sich in [Bor00]. An dieser Stelle sollen nur die zum Verständnis notwendigen Details aufgezeigt werden.

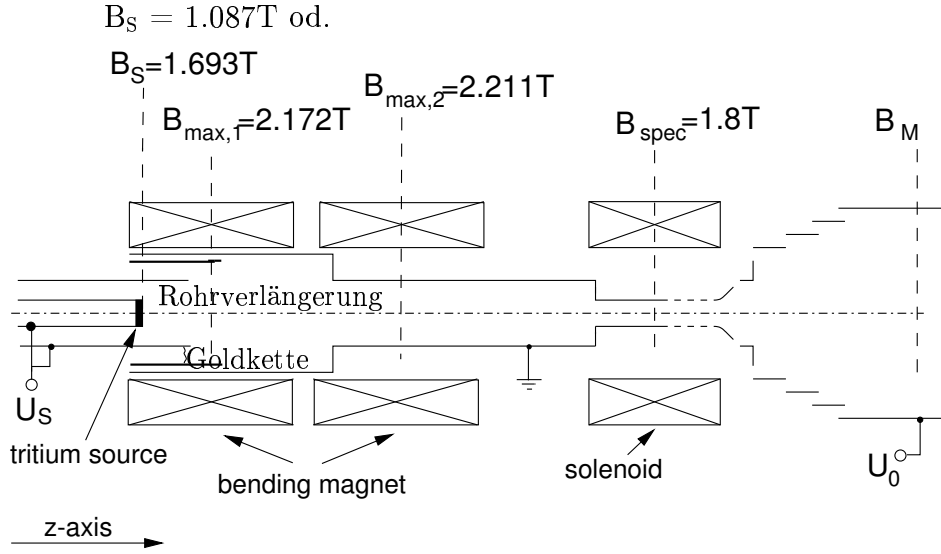
Zur Beschreibung der Transmissionsfunktion benötigt man den maximal akzeptierten Startwinkel  $\delta_{max}$  der Elektronen an der Quelle. Unter  $\delta_{max}$  versteht man den größten Winkel zur Flächennormalen des Quellsubstrates, unter dem die Elektronen emittiert werden können ohne in den magnetischen Feldmaxima des Transportsystems und Spektrometers reflektiert zu werden<sup>16</sup>. Die Elektronen, die aus der Quelle in Vorwärtsrichtung in einen Kegel mit dem Öffnungswinkel  $\delta$  emittiert werden, befinden sich im Raumwinkel  $\Delta\Omega$ :

$$\Delta\Omega = 2\pi(1 - \cos(\delta)) = 2\pi \left(1 - \sqrt{1 - \sin^2(\delta)}\right). \quad (2.18)$$

---

<sup>16</sup>Auf dem Weg von der Quelle bis zum ersten Magnetfeldmaximum erfahren die Elektronen keine Änderung des elektrischen Feldes, sie können aber an  $B_{max,1}$  reflektiert werden. Damit ergibt sich für den maximal akzeptierten Startwinkel  $\sin(\delta_{max}) = \sqrt{\frac{B_S}{B_{max,1}}}$ .





**Abbildung 2.14: Schematische Darstellung der Magnetfelder und Spannungsbelegungen zwischen der Quellregion und dem Spektrometer für Mainz II (nach [Bor00]).** In der Quellregion liegen der Kryostat mit seinem Strahlungsschild und die Rohrverlängerung im magnetischen Krümmer auf dem gleichen Potential (das geschieht mit Hilfe einer Goldkette, die die Verbindung in der Messposition schafft), dem sog. Quellpotential  $U_S$  (Für die Messungen, die in dieser Arbeit analysiert werden, gab es zwei verschiedene Einstellungen). Die übrigen Bauteile bis hin zum quellseitigen Spektromettermagneten sind mit dem Erdpotential verbunden. Die genaue Spannungsbelegung der einzelnen Elektroden ist hier nicht aufgetragen, lediglich die an die Zentralelektrode angelegte Retardierungsspannung  $U_0$  ist dargestellt. Elektronen, die am Quellort in einem Magnetfeld  $B_S$  starten, erreichen bei konstantem elektrischen Potential das erste Magnetfeldmaximum  $B_{\max,1}$ . Hier wird ein Teil der Elektronen magnetisch reflektiert, d.h. es kommt zur ersten Beschränkung des akzeptierten Raumwinkels. Nach dem ersten Magnetfeldmaximum werden die Elektronen wegen der Potentialdifferenz  $U_S$  elektrisch beschleunigt, bevor sie das zweite Magnetfeldmaximum  $B_{\max,2}$  erreichen. Hier erfolgt eine weitere magnetische Reflexion. Diese stellt die limitierende Einschränkung des akzeptierten Raumwinkels dar, da  $B_{\max,2} > B_{\max,1}$  ist, solange die inzwischen aufgenommene Logitudinalenergie  $-eU_S$  nicht allzu groß ist. Das dritte Magnetfeldmaximum im Spektromettermagneten  $B_{\text{spec}}$  ist kleiner als  $B_{\max,2}$  und bewirkt daher für die Elektronen keine weitere Einschränkung des akzeptierten Raumwinkels, d.h. alle Elektronen die  $B_{\max,2}$  passiert haben, werden auch ins Spektrometer geführt. Die eigentliche Energieanalyse der Elektronen erfolgt mit Hilfe des Retardierungspotentials  $U_0$  im Zentrum des Spektrometers in einem Magnetfeld von  $B_M = 5.67 \cdot 10^{-4} \text{ T} \ll B_{\max,1}$ .

Alle Elektronen, die unter einem Winkel  $\delta_S$ , der kleiner oder gleich dem maximal akzeptierten Startwinkel  $\delta_{max}$  ist, von der Quelle starten, werden durch das Spektrometer transmittiert:

$$T(E_S, U_S, U_0, B_{max,1}, B_{max,2}, B_M) = \frac{\Delta\Omega}{2\pi} = \left(1 - \sqrt{1 - \sin^2(\delta_S)}\right) \text{ mit } \delta_S \leq \delta_{max} \quad (2.19)$$

mit:

$U_S$ : Potential der Quelle mit  $U_S > 0$  ( $U_S = -20$  bis  $-320$  V)

$E_S$ : Startenergie der Elektronen

$U_0$ : Retardierungspotential des Spektrometers  $U_0 = 18690$  V

$B_S$ : Magnetfeld am Quellort  $B_S = 1.087$  T od.  $B_S = 1.693$  T

$B_{max,1}$ : erstes Magnetfeldmaximum im Krümmer  $B_{max,1} = 2.172$  T

$B_{max,2}$ : zweites Magnetfeldmaximum im Krümmer  $B_{max,2} = 2.211$  T

$B_M$ : Magnetfeld in der Spektrometermitte  $B_M = 5.67 \cdot 10^{-4}$  T

Zur Ermittlung der Transmissionsfunktion müssen nun die den Grenzwinkel  $\delta_{max}$  beeinflussenden Faktoren berücksichtigt werden.

1. Einmal ist dies das System des magnetischen Krümmers mit seinen beiden lokalen Magnetfeldmaxima. Beim Passieren von Magnetfeldgradienten kommt es zur Umwandlung zwischen longitudinaler und transversaler Energie der Elektronen (s. Glg. 2.12).  $E_\perp$  ist definiert als:

$$E_\perp = E \cdot \sin^2(\delta) \text{ mit } \delta = \text{Winkel zur Magnetfeldlinie}, \quad (2.20)$$

und zusammen mit den Reflexionsbedingung im magnetischen Krümmer:

$$E_{\perp max,2} = E_S - e \cdot U_0 \quad (2.21)$$

$$E_{\perp max,1} = E_{\perp max,2} \cdot \frac{B_{max,1}}{B_{max,2}} \quad (2.22)$$

lässt sich der maximale akzeptierte Startwinkel aufgrund der magnetischen Reflexion im Bereich des Krümmers angeben.

$$\sin(\delta_{max}(\text{magn})) = \sqrt{\frac{E_S - e \cdot U_S}{E_S} \frac{B_S}{B_{max,2}}} \quad (2.23)$$

Der limitierende Faktor für die Reflexion im Krümmer ist also für die in Gleichung 2.19 angegebenen Spannungsbereiche das zweite, höhere Magnetfeldmaximum  $B_{max,2}$ .

2. Der zweite Faktor, der den maximal akzeptierten Raumwinkel beeinflusst, ist die Anwesenheit des retardierenden elektrostatischen Potentials im Spektrometer. Nur die Elektronen, deren Longitudinalenergie  $E_{\parallel M}$  im Zentrum des Spektrometers größer Null ist, können das Retardierungspotential  $|e \cdot U_0|$  überwinden:

$$E_{\parallel M} = E_S - E_{\perp M} - e(U_S - U_0) > 0 \quad (2.24)$$

Als maximaler akzeptierter Startwinkel aufgrund der elektrischen Retardierung im Spektrometer ergibt sich:

$$\sin(\delta_{\max}(\text{ret})) = \sqrt{\frac{E_S - e(U_S - U_0)}{E_S} \frac{B_S}{B_M}} \quad (2.25)$$

Aus Gleichung 2.19 und den Bedingungen aus den Gleichungen 2.23 und 2.25 ergibt sich eine abschnittsweise, analytische Definition der Transmissionsfunktion  $T$ :

$$T = \begin{cases} 0 & \text{für } E_S - e \cdot U_S \leq -e U_0 \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{E_S - e \cdot U_S + e \cdot U_0}{E_S} \frac{B_S}{B_M}} & \text{für } -e U_0 < E_S - e \cdot U_S < -e \cdot U_0 \frac{B_{\max,2}}{B_{\max,2} - B_M} \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{E_S - e \cdot U_S}{E_S} \frac{B_S}{B_{\max,2}}} & \text{für } E_S - e \cdot U_S \geq -e \cdot U_0 \frac{B_{\max,2}}{B_{\max,2} - B_M} \\ 1 - \sqrt{1 - \frac{B_S}{B_{\max,1}}} & \text{für } -e U_S < -E_S \left( \frac{B_{\max,1} - B_{\max,2}}{B_{\max,1}} \right) \end{cases} \quad (2.26)$$

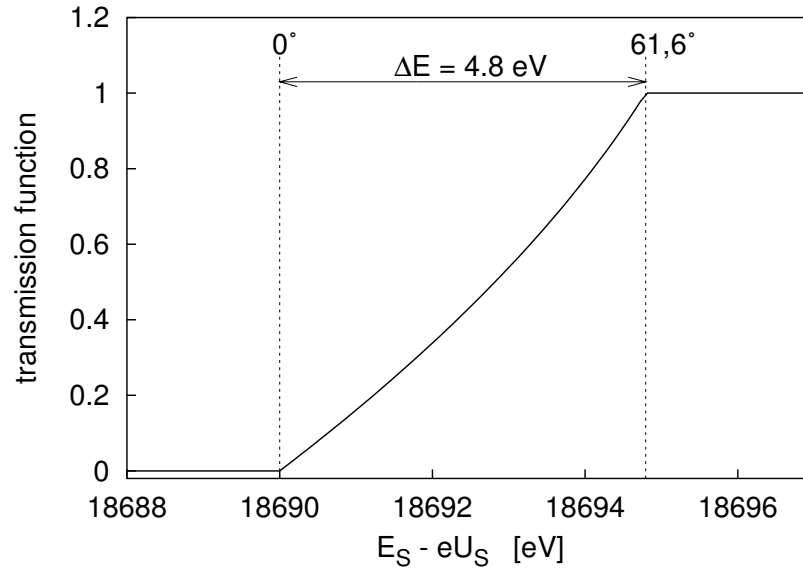
Man sieht, dass bei der Bedingung des letzten Teils der Transmissionsfunktion das erste Magnetfeldmaximum  $B_{\max,1}$  im Krümmer limitierend wirkt. Der dritte Teilausdruck von Gleichung 2.26 kann entwickelt werden zu

$$T \approx \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{B_S}{B_{\max,2}}} \right) (1 - \alpha_T \cdot e \cdot U_S), \quad (2.27)$$

mit  $\alpha_T = 0.0826$  pro keV und  $B_S = 1.69$  T. D.h., dass Elektronen, die mit etwas unterschiedlicher Quellspannung  $U_S$  beschleunigt werden, leicht unterschiedliche Bedingungen für den maximalen akzeptierten Startwinkel vorfinden. Die Transmissionsfunktion steigt also je nach Magnetfeldkonfiguration bei voller Transmission unterschiedlich an. (Für  $B_S = 1.69$  T mit 8.26% pro keV und für  $B_S = 1.09$  T mit 6.52% pro keV) <sup>17</sup>.

---

<sup>17</sup>In Referenz [Bor00] wurden nur Messungen mit  $B_S = 1.09$  T (Q2-Q5) vorgestellt und in Referenz [Bor02] gilt für alle dargestellten Messungen  $B_S = 1.69$  T (Q6-Q8). Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen gilt ebenfalls  $B_S = 1.69$  T (Q9, Q10, Q12) mit Ausnahme der Q11, die wieder mit  $B_S = 1.09$  T gemessen wurde.



**Abbildung 2.15: Verlauf der analytischen Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters für eine isotrop abstrahlende Quelle.** Die Quelle befindet sich in einem Magnetfeld  $B_S = 1.69$  T. Die Quellspannung  $U_S$  wird während der Messung zwischen -20 V und -320 V variiert, woraus sich für die Elektronen beim Eintritt in das Spektrometer eine Energie von  $E_S - e \cdot U_S$  ( $E_S$  = Startenergie) ergibt. Die Retardierungsspannung  $U_0$  des Spektrometers beträgt -18690 eV, das Magnetfeld im Zentrum des Spektrometers  $5.67 \cdot 10^{-4}$  T. Für die Darstellung wurde eine Startenergie  $E_S$  von 18575 eV gewählt. Damit ergibt sich für die Breite des Anstiegs der Transmissionsfunktion  $\Delta E$  ( $\Delta E/E_0$ : relative Schärfe des MAC-E-Filters,  $E_0$ : maximale Startenergie) ein Wert von etwa 4.8 eV. Als erstes werden Elektronen mit minimalem Startwinkel  $\delta_S = 0^\circ$  transmittiert, zuletzt werden auch die Elektronen mit dem maximalen akzeptierten Startwinkel  $\delta_{max} = 61.6^\circ$  durchgelassen.

## 2.5 Das Datenaufnahmesystem

Im Rahmen der Diplomarbeit von H. Barth wurde das Programm (STEUER) [Bar91] erstellt, welches die Datenaufnahme und den Ablauf des Experimentes regelt. Das Programm wurde im Rahmen der Dissertation von H. Barth [Bar97] weiterentwickelt und deutlich verbessert und kann je nach Bedarf von der Mainzer Gruppe angepasst werden. Mit Hilfe des Programmes werden die Quellspannungswerte  $U_S$  gesetzt und kontrolliert. Außerdem veranlasst das Programm auch den Start der Datenaufnahme beim gesetzten Spannungswert für den jeweilig bestimmten Zeitraum. Am Ende des festgelegten Zeitraumes werden die vom Datenaufnahmesystem ermittelten Werte auf die Festplatte des Messrechners geschrieben und eine neue Quellspannung gesetzt. Die Werte für die zu setzende Quellspannung und die Zeitdauer der Messung bei dem jeweiligen Wert werden in der sog. Messpunktverteilung festgelegt. Eine grafische Darstellung der Messpunktverteilungen ist in Abbildung 3.4 zu sehen. Mit Hilfe von MC-Simulationen ist es möglich für eine gegebene Messzeit und gegebene Randparameter (wie Untergrundrate, Tritiumfilmdicke und Öffnungswinkel) eine optimale Messpunktverteilung zu ermitteln. Näher beschrieben ist dieses Verfahren in der Referenz [Wei00].

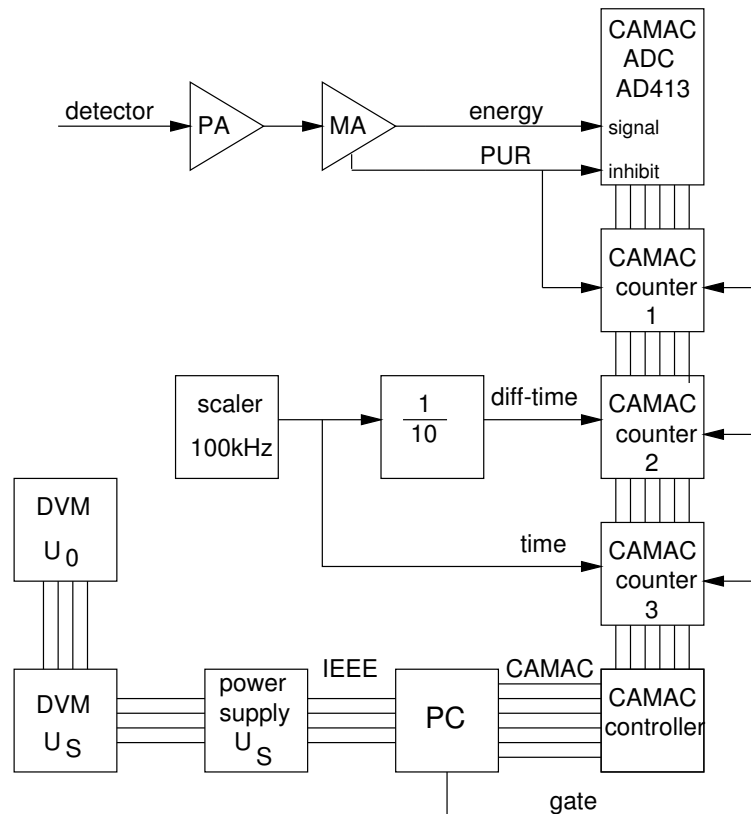
Der Aufbau für die Datenaufnahme und die Experimentsteuerung ist seit der großen Umbauphase 1995-1997 nicht verändert worden. Deshalb wird hier nur kurz das Prinzip dargestellt; ein Schema ist in Abbildung 2.16 gezeigt. Details zur verwendeten Elektronik sind den Referenzen [Kub92, Bar97] zu entnehmen.

Die im Detektor produzierten Signale werden von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt und anschließend mit einem Hauptverstärker umgeformt, weiter verstärkt und auf einen Analog-Digital-Wandler (ADC) gegeben. Die Umwandlung erfolgt, sofern nicht ein “pile-up-reject” (PUR) Signal<sup>18</sup> des Hauptverstärkers vorliegt. Ein solches System ist für jedes einzelne der auszulesenden Segmente des Detektors (S1-S4) vorhanden. Der Messrechner speichert dann die vom ADC konvertierten Signale im sog. “event-by-event” Modus (EBE-Modus) ab. Diese Bezeichnung gibt an, dass die im Detektor nachgewiesenen Elektronen einzeln in der Reihenfolge ihres Auftretens, sowie die Differenzzeit zum vorherigen Ereignis, abgespeichert werden. Die Informationen über die Differenzzeiten erhält man mit Hilfe eines CAMAC-Zählers, an dessen Eingang ein periodisches Signal von 10 kHz anliegt und der nach jedem Ereignis ausgelesen sowie anschließend auf Null zurückgesetzt wird. Ein zweiter Zähler (100 kHz) dient dazu, die genaue Messzeit der gesamten Einzelmessung (z.B. 20 s) zu ermitteln und ein dritter Zähler hat die Aufgabe die PUR-Signale aufzunehmen. Alle Zähler werden am Ende eines Messschrittes ausgelesen, zurückgesetzt und die Daten werden

---

<sup>18</sup>Das PUR-Signal zeigt an, dass Ereignisse unterdrückt werden, die zeitlich so schnell ( $< 100$  ns) aufeinander folgten, dass sie am Ausgang des Hauptverstärkers als Summensignal aufgetreten wären.

in einer Protokolldatei abgelegt. Der Messrechner sendet ein “gate”-Signal an das Datenaufnahmesystem, um sicher zu stellen, dass die Zähler nur während der vorgesehenen Messzeit aktiv sind.



**Abbildung 2.16: Schematische Darstellung der Datenaufnahme und der Experimentsteuerung (aus [Bor00]).** Die vierfach identisch aufgebaute Elektronik (PA und MA) zum Auslesen der inneren vier Detektorsegmente ist der Übersichtlichkeit halber nur einmal gezeichnet. Weitere Erläuterungen befinden sich im Text.

Erklärung der Abkürzungen:

PA : Ladungsempfindlicher Vorverstärker [Sch90]

MA : Spektroskopiehauptverstärker der Fa. Silena, Modelle: 7612,7614

ADC: Vierfach CAMAC-ADC der Fa. EG&G Ortec, Modell 413

DVM: Digitalvoltmeter

## 2.6 Die Experimentüberwachung

Wie schon in den vorherigen Arbeiten beschrieben, ist die weitgehend automatisierte Überwachung des Experimentes ein wesentlicher Teil für längere Messungen über mehrere Wochen. Damit entfällt die Notwendigkeit, rund um die Uhr anwesend zu sein. Dieses System wurde im Laufe der Zeit konsequent weiterentwickelt und verbessert. Die wichtigsten und kritischsten Teile des Experimentes werden ständig überwacht und alle Parameter werden in sog. Logfiles (ein Ausschnitt eines solchen Logfiles ist im Anhang L dargestellt) mitgeschrieben. Mit Hilfe dieser Daten können die wichtigsten Zahlen per Modem und SMS auf Handys übertragen werden. Wenn bestimmte Grenzen überschritten werden, erfolgt ein Alarm, der die entsprechenden Zuständigen per Handy informiert und dadurch eine schnelle Reaktion ermöglicht. Folgende Parameter werden überwacht:

- Das Vakuum im Spektrometertank
- Die Temperatur des Kühlwassers
- Der LHe-Verbrauch der Magnete und am Quellschaltkasten
- Die Temperatur des LHe-Schildes im magnetischen Krümmer
- Die Temperatur der Quelle
- Der Druck in der He-Rückleitung am Quellschaltkasten
- Die Hauptspannungsversorgung für den Spektrometertank
- Die am Detektor anliegende Spannung
- Temperatur im Labor (wird nur mitgeschrieben)
- Weitere Spannungswerte (werden nur mitgeschrieben)
- Zustand der Zugschieberventile zwischen Magneten und Spektrometer

Ein wichtiger Bestandteil sind zwei Ganzmetallschieber, die zum einen den Quellbereich und zum anderen den Detektorbereich vom Spektrometer abtrennen. Im Notfall werden beide sofort geschlossen, wodurch eine eventuelle Kontamination des Tanks mit Tritiummolekülen von der Quellseite bzw. eine Verschlechterung des Vakuums durch Ausfall der Kryopumpe von der Detektorseite aus verhindert werden.

Das oben beschriebene System mit Handys läuft über einen PC, ist also ein computergesteuertes Überwachungssystem. Um die Sicherheit zu erhöhen und für die bei einem Computerausfall nötige Redundanz zu sorgen, gibt es zusätzlich noch

eine Sicherheitsautomatik als “stand alone” System. Dabei handelt es sich um eine ohne Computerunterstützung arbeitende Kontrollbox, die die wichtigsten Systemparameter überwacht. Die hiermit überwachten Teile sind:

- Quelltemperatur, Druck im Quellvakuumssystem
- Druck im Spektrometer
- Heliumdurchfluss im Quellsystem
- Durchfluss von LHe durch das LHe-Schild im magnetischen Krümmer

Bei einem Alarm werden automatisch die Ventile geschlossen, die den Spektrometertank von Quelle und Detektor abtrennen. Zusätzlich wird ein Alarmsignal an das Experimentüberwachungsprogramm auf dem Kontrollrechner gesendet. Es bleibt dadurch genügend Zeit (etwa 20 Minuten) um einzugreifen. Das Senden des Alarmsignals kann nur durch Drücken des Resetknopfes unterbrochen werden.

Das Experimentüberwachungssystem ist so zuverlässig, dass während der Messphasen die Anwesenheit der Experimentatoren nur noch zur Datensicherung (Wechseln der Festplatte des Messrechners, Sicherung der Daten auf anderen Datenträgern) und für die Servicearbeiten am Quellsystem und den supraleitenden Magneten (Nachfüllen von  $\text{LN}_2$  und LHe, Kontrollgänge im Labor) nötig ist. Aus Sicherheitsgründen müssen bei diesen Arbeiten immer zwei Personen anwesend sein. Damit ergeben sich etwa zehn Experimentatorstunden pro Tag.

Außerdem werden tagsüber neben dem Service an den Magneten und der Quelle mehrere Rundgänge gemacht, in denen ebenfalls alle wichtigen Zahlen in eine Liste eingetragen werden. Die regelmäßigen Kontrollen durch kompetente Personen hilft dabei weiteren Problemen vorzubeugen, bevor die Parameter ein kritisches Niveau erreicht haben. Die Listen enthalten zusätzlich noch einige Parameter (z.B. Erdfeldkompensation), die nicht elektronisch überwacht werden, weil sie grundsätzlich nicht so kritisch sind. Dennoch können sie bei falscher Einstellung einen Einfluss auf die Ergebnisse haben. Mit diesen Rundganglisten ist es außerdem möglich Parameter auch langfristig zu kontrollieren.

Zur Datensicherung:

Die regelmäßige Sicherung und Auswertung der Daten ist ebenfalls unerlässlich für einen guten Ablauf der Messphase. Alle 2 - 3 Tage werden die Daten gesichert und erstmals angesehen. Dies ist eine weitere Möglichkeit Probleme frühzeitig zu erkennen. Statistisch aussagekräftig sind solche kurzen Datensätze nicht, aber es bleibt so gewährleistet, dass nicht durch kleine Fehler große Datenmengen verloren gehen (siehe dazu Abschnitt 3.5).

Mit diesem Experimentüberwachungssystem sind in den Jahren 1997 - 2001 insgesamt zwölf verschiedene Quellfilme gefroren worden. Dadurch wird ein Messzeitraum von ungefähr 14 Monaten abgedeckt. Bei zwei von zwölf Messungen kam



es leider zu einem unbeabsichtigten Quellverlust. Die Quelle der Messung Q3 ging im Frühjahr 1998 durch einen Stromausfall verloren, da eine “Unterbrechungsfreie Stromversorgung (USV)” nicht funktionierte. Inzwischen ist das Quellsystem mit evakuierten Fässern verbunden, die im Fall eines Stromausfalls für mindestens 30 Sekunden die Pumpe des Durchflusskryostaten ersetzen können. Das überbrückt dann den Zeitraum bis zum Einsetzen des Notstroms.

Im Frühjahr 1999 ging die Quelle der Messung Q6 durch einen gleichzeitigen Ausfall der Strom- und Druckluftversorgung verloren. Durch rasches Eingreifen nach umgehender Alarmierung war es möglich, die Messphase mit einem neuen Quellfilm (Q7) bereits zwei Tage später fortzusetzen. Der Kryostat konnte bei einer Temperatur von etwa 40 K stabilisiert werden. Genauer beschrieben wird dieser Vorfall in [Bor02]. Durch Verwendung einer Kombination aus elektrisch und elektro-pneumatisch betriebenen automatischen Ventilen an den mit dem Quellsystem verbundenen Fässern wird jetzt auch ein solches Ereignis abgefangen. Seit der Messung Q7 im Mai 1999 bis zur letzten durchgeführten Tritiummessung Q12 im Dezember 2001 ist es zu keinen nennenswerten Störungen mehr gekommen, die die Fortführung einer Tritiummessphase ernsthaft gefährdet hätten.

# Kapitel 3

## Vorbereitung und Durchführung von Tritiummessungen

Im folgenden Kapitel wird kurz der Ablauf von Tritiummessphasen am Mainzer Experiment beschrieben. In den nächsten Unterkapiteln stehen dann die Mittel im Zentrum, die zur Optimierung der Messung zur Verfügung stehen. Anschließend wird die Anpassungsfunktion gezeigt, gefolgt von einem Abschnitt über den Untergrund des Spektrometers. Das Kapitel schließt mit einer Darstellung über die Aufbereitung der Rohdaten.

### 3.1 Vorbereitungen

Bevor mit den Messungen begonnen werden kann, erfolgt eine Reihe von Vorbereitungen am Messsystem. Alle Teile werden ausgeheizt, um die Oberflächen zu reinigen und die Getterstreifen, die im Detektorbereich und auch im Spektrometer untergebracht sind, zu aktivieren. Anschließend werden die Magnete auf die Temperatur von flüssigem Helium (LHe) gekühlt, Felder in die Magnete gefahren und der Detektor mit Spannung versorgt. Dann kann eine Quelle aufgefroren werden. Die Messungen im Vorfeld und auch nach Abschluss der Messphase dienen zum Festlegen der Unsicherheiten, die durch systematische Effekte hervorgerufen werden.

### 3.1.1 Energiekalibrationsmessung mit Hilfe von $^{83\text{m}}\text{Kr}$

Zur Energiekalibration und zur Überprüfung des Zustandes des Graphitsubstrates wird mit dem System des Mainzer Spektrometers die Linienlage der K32 Konversionslinie des Kryptonisomers  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  vermessen, dessen Lage hinreichend genau bekannt ist. Das Edelgas Krypton kann in nahezu gleicher Weise <sup>1</sup> wie das gasförmige Tritium behandelt werden und zu einer quenchkondensierten Quelle präpariert werden. Außerdem ist es ohne größere Schwierigkeiten möglich, das Krypton durch Ausheizen und Abpumpen wieder aus dem System zu entfernen. Die Halbwertszeit von  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  ist mit 1.83 h [See81] recht kurz, was dazu führt, dass eine eventuelle Kontamination des Spektrometers nur von kurzer Dauer wäre. Der Vorteil in der Verwendung von  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  liegt darin, dass die spezifische Aktivität sehr hoch ist, sodass geringe Mengen (Bruchteil einer Monolage) ausreichen, um die nötigen Testmessungen vorzunehmen. Allerdings müssen die Testmessungen wegen der kurzen Halbwertszeit auch relativ schnell durchgeführt werden. Vermessen werden die Konversionselektronen K32 von  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  mit der Energie von 17.825 keV bei einer natürlichen Linienbreite FWHM  $\Gamma = 2.83 \pm 0.13$  eV [Pic92b]. Da die Energieauflösung des Mainzer Spektrometers mit  $\Delta E = 4.8$  eV <sup>2</sup> deutlich über der natürlichen Linienbreite liegt, ist die K32 Konversionslinie damit quasi monoenergetisch. Diese Linie ist günstig für die Energiekalibration, weil ihre Energie recht nahe an der Energie des Endpunktes des Tritium- $\beta$ -Spektrums ( $E_0=18.575$  keV) liegt. Die Lage der K32 Konversionslinie wird vor jeder längeren Messphase bestimmt; die Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

**Tabelle 3.1: Ergebnisse der Energiekalibrationsmessungen mit  $^{83\text{m}}\text{Kr}$ .**

Dargestellt sind die Ergebnisse der Kalibrationsmessungen mit  $^{83\text{m}}\text{Kr}$ , die vor den einzelnen Messungen durchgeführt worden sind. Zum Vergleich sind in der vierten Spalte die Werte für die Position des Endpunktes angegeben, die die jeweiligen Anpassungen für ein unteres Fitintervall von  $E_{\text{low}} = 18500$  eV ergeben.

| Datum          | Messung     | $E_{\text{K32}}$ [eV] | $E_0$ (fit) [eV] | $E_0 - E_{\text{K32}}$ [eV] |
|----------------|-------------|-----------------------|------------------|-----------------------------|
| Februar 98     | vor Q3      | 17825.5               | 18574.7          | 749.2                       |
| Juni 98        | vor Q4      | 17825.5               | 18574.4          | 748.9                       |
| Dezember 98    | nach Q5     | 17826.8               | 18575.9          | 749.1                       |
| April 99       | vor Q6/Q7   | 17825.8               | 18575.6          | 749.8                       |
| Oktober 99     | vor Q8      | 17826.1               | 18576.2          | 750.1                       |
| September 2000 | vor Q9/Q10  | 17825.4               | 18575.1          | 749.7                       |
| Oktober 2001   | vor Q11/Q12 | 17826.7               | 18576.7          | 750.0                       |

<sup>1</sup>Die Temperatur für die Präparation liegt höher, deshalb reicht es aus mit einer Kühlfalle zu arbeiten.

<sup>2</sup> $\Delta E$  ist gegeben durch das Verhältnis von minimalem (5.6 Gauss) zu maximalem Magnetfeld (2.2 T) multipliziert mit der maximal angelegten Retardierungsspannung von 18690 eV.

### 3.1.2 Schichtdickenbestimmung der Quellfilme

Da die Energieverluste innerhalb des Quellfilms den größten Anteil an der systematischen Unsicherheit bilden (siehe Kapitel 4), ist die möglichst präzise Bestimmung der Schichtdicke von immenser Bedeutung. In Mainz wird für diesen Zweck die Ellipsometrie eingesetzt. Dieses Verfahren beruht darauf, dass sich der Polarisationszustand einer elektromagnetischen Welle beim Durchgang durch Materie verändert. Trifft linear polarisiertes Licht unter einem Winkel  $\Phi$  zum Lot auf eine Substratfläche, so ist der reflektierte Strahl i. Allg. elliptisch polarisiert. Eine ausführliche Beschreibung des Verfahrens [Azz88] und erste Tests der Methode finden sich in den Referenzen [Fis88, Prz89, Hai90]. In Zusammenarbeit zwischen B. Bornschein und L. Bornschein wurde ein neues Verfahren zur Interpretation der Mainzer Ellipsometriedaten erarbeitet und so viel Erfahrung mit der Methode gewonnen, dass die Schichtdickenmessungen deutlich verbessert werden konnten. Beschreibungen dazu sind [Bor00, Bor02] zu entnehmen. An dieser Stelle soll nur kurz auf das Prinzip der Messungen eingegangen werden.

In Mainz wird das Verfahren der Nullellipsometrie in Verbindung mit einem PCSA-Aufbau<sup>3</sup> verwendet. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Als Lichtquelle dient ein He-Ne-Laser mit einer Wellenlänge von 632.8 nm und einer Leistung von 1 mW. Der Polarisator und Compensator ( $\lambda/4$ -Blättchen) werden so justiert, dass das ausgesandte Licht nach der Reflexion am zu untersuchenden optischen System linear polarisiert ist. Mit Hilfe des Analysators ist es nun möglich, Auslöschung zu erreichen. Durch Überlagerung der an der Filmoberfläche reflektierten Teilwelle und den ein- oder mehrfach an der Substratoberfläche reflektierten Teilwellen (Vielstrahlinterferenz) kommt es zu einer Veränderung des Polarisationszustandes.

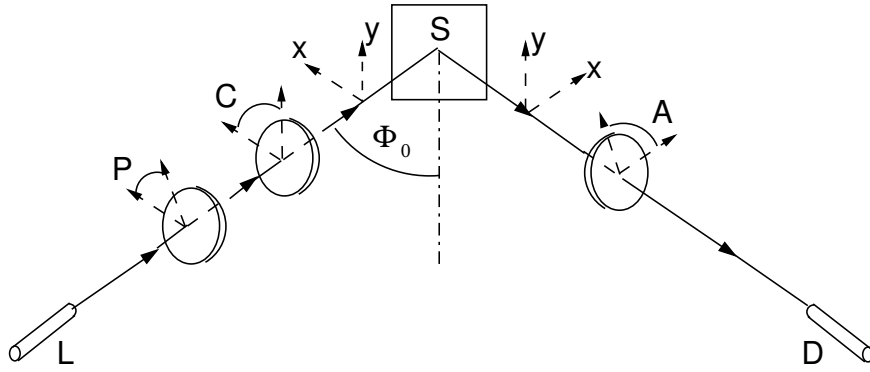
Der Einfluss des Tritiumfilmes auf die Polarisation kann durch den Phasenunterschied der einzelnen reflektierten Teilwellen (siehe Abbildung 3.2) zueinander ausgedrückt werden. Dazu addiert man alle reflektierten Teilwellen getrennt nach ihrer Polarisationsrichtung zur Einfallsebene. Die interessierenden Richtungen sind parallel (p) und senkrecht (s), denn dabei handelt es sich um die Eigenpolarisationsrichtungen des optischen Systems, für die das Licht nach der Reflexion seinen Polarisationszustand beibehält. Für den gesamten komplexen Reflexionskoeffizienten erhält man:

$$R_p = \frac{r_{01p} + r_{12p}e^{-i2\delta}}{1 + r_{01p}r_{12p}e^{-i2\delta}} \quad R_s = \frac{r_{01s} + r_{12s}e^{-i2\delta}}{1 + r_{01s}r_{12s}e^{-i2\delta}} \quad (3.1)$$

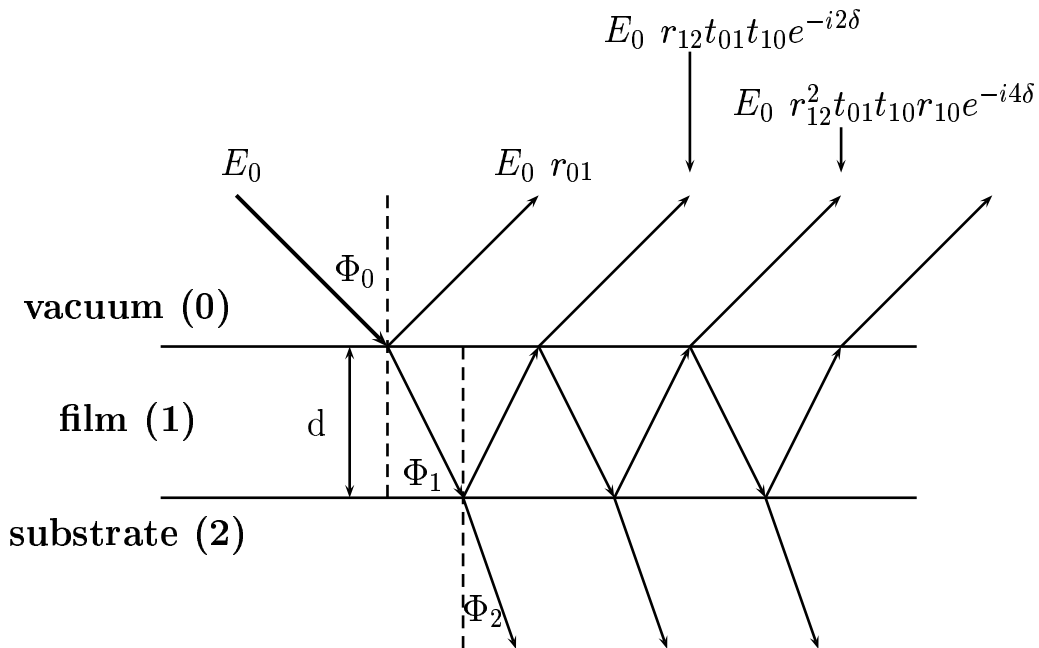
Dabei stehen  $r_{01p,s}$  und  $r_{12p,s}$  für die Fresnelschen Reflexionskoeffizienten an den Grenzflächen (0,1) und (1,2).

---

<sup>3</sup>Dabei stehen die Buchstaben P (Polarisator), A (Analysator), C (Collimator) und S (zu analysierendes System) für die im Aufbau verwendeten Teile.



**Abbildung 3.1: Schema der PCSA-Ellipsometeranordnung (nach [Azz88]).** Die Anordnung besteht aus einem Polarisator P, einem Compensator C ( $\lambda/4$ -Plättchen), dem zu untersuchenden optischen System S und einem Analysator A.  $x$  (in der Einfallsebene) und  $y$  (senkrecht zur Einfallsebene) beschreiben die Eigenpolarisationszustände des Systems. Die Lichtquelle L ist im Experiment ein He-Ne-Laser mit  $\lambda=632.8$  nm. Als Detektor D dient ein Photomultiplier. Die Größen A, P und C stehen auch für die entsprechenden Winkel der optischen Einheiten, gemessen im Uhrzeigersinn (gesehen in Strahlrichtung) von der  $x$ -Achse aus. Der Einfallswinkel  $\Phi_0$  beträgt im Experiment etwa  $60^\circ$ .



**Abbildung 3.2: Vielstrahlinterferenz.** Dargestellt ist die Vielstrahlinterferenz am Tritiumfilm mit der Schichtdicke  $d$ .

Die Phasenänderung  $\delta$  des reflektierten Anteils der Lichtwelle beim einmaligen Durchgang durch den Film beträgt

$$\delta = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sqrt{N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \Phi_0} = 2\pi \frac{d}{\lambda} N_1 \cos \Phi_1, \quad (3.2)$$

Dabei ist:

$d$ : Schichtdicke des Films

$\lambda$ : Wellenlänge des verwendeten Lichtes

$N_0 = n_0 + ik_0$ : Brechungsindex des Außenraums (im Experiment: Vakuum, d.h.  $N_0 = 1$ );  
 $n$  = reeller Anteil,  $k$ =Extinktionskonstante

$N_1 = n_1 + ik_1$ : Brechungsindex des kondensierten Films.

Für Wasserstofffilme gilt näherungsweise:  $k_1 = 0$ .

$\Phi_0$ : Einfallswinkel des Lichts auf den Film (zum Lot gemessen)

$\Phi_1$ : Ausfallswinkel des im Film gebrochenen Anteils

$\delta$ : Phasenänderung, die die Welle innerhalb des Films bei einem Durchgang erfährt

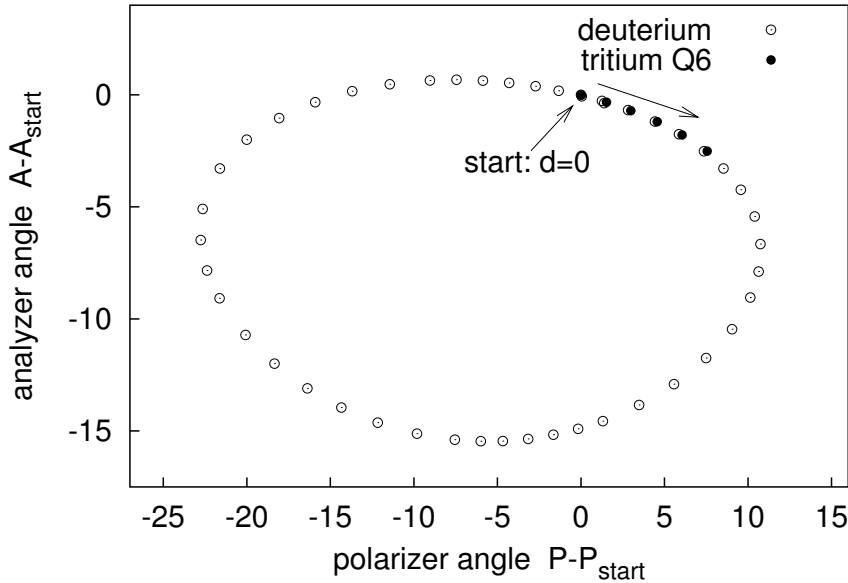
Das Verhältnis der beiden komplexen Reflektionskoeffizienten  $R_p$  (parallel) und  $R_s$  (senkrecht) wird mit  $\varrho$  bezeichnet und ist experimentell bestimmbar:

$$\varrho = \frac{R_p}{R_s} = \frac{r_{01p} + r_{12p}e^{-i2\delta}}{1 + r_{01p}r_{12p}e^{-i2\delta}} \cdot \frac{1 + r_{01s}r_{12s}e^{-i2\delta}}{r_{01s} + r_{12s}e^{-i2\delta}} \quad (3.3)$$

Stellt man am Compensator einen festen Winkel von  $\pm \pi/4$  zur Einfallsebene ein, so ergibt sich ein einfacher Zusammenhang aus  $\varrho$  und den bei minimaler Intensität des vom optischen System reflektierten Lichtstrahls gefundenen Messwerten für Polarisator- und Analysatorwinkel (P, A):

$$\varrho = \mp \tan A e^{\mp 2i(P - \frac{\pi}{4})} \quad \text{für} \quad C = \pm \frac{\pi}{4}. \quad (3.4)$$

Bei einer Filmpräparation wird nach der Bestimmung der Startwerte, d.h. derjenigen Polarisator- und Analysatorwerte für minimale Lichtintensität bei sauberem Substrat, portionsweise das gewünschte Gas (Tritium oder Deuterium) auf das Substrat kondensiert und jeweils der Satz Polarisator- und Analysatorwinkel zur minimalen Lichtintensität ermittelt. Aufgetragen in einer Ebene - Polarisatorwinkeländerung über Analysatorwinkeländerung - ergibt sich bei ausreichender Dicke eine geschlossene in etwa ellipsenförmige Figur, die im Folgenden den Namen "Ellipse" erhält (siehe Abb. 3.3). Die entstehenden Figuren haben nichts mit Ellipsen im mathematischen Sinn zu tun, sondern diese Namensgebung hat lediglich historische Gründe.



**Abbildung 3.3: Beispiel einer Deuterium-„Ellipse“ und eines Tritium-quellfilms (aus [Bor02]).** Gezeigt werden ein Tritiumfilm und die dazugehörige Deuteriumellipse am Beispiel der Quelle Q6. Dargestellt sind die Änderungen der Polarisator (P)- und Analysator (A)-Einstellung in Grad in Abhängigkeit von der Schichtdicke  $d$ .  $P_{\text{start}}$  und  $A_{\text{start}}$  sind die Startwerte ohne Bedeckung ( $d = 0$ ), typische Werte sind  $P_{\text{start}} \approx 190^\circ$  und  $A_{\text{start}} \approx 17^\circ$ . Hat die Schichtdicke  $d$  den Wert  $\lambda/2\sqrt{N_1^2 - N_0^2 \sin^2 \Phi_0} = \lambda/(2\sqrt{n_1^2 - \sin^2 \Phi_0})$  ( $\approx 4300 \text{ \AA}$  für  $\lambda=632 \text{ nm}$ ) erreicht, werden auch die Startwerte wiederum durchlaufen (siehe auch Glgn. 3.2 und 3.3).

Im Vorfeld jeder Messphase wird eine geschlossene Deuteriumellipse präpariert. Die Anpassung an die gemessene Deuteriumellipse liefert einen Parametersatz: Filmbrechungsindex  $n_1$ , Substratbrechungsindizes  $n_2$ ,  $k_2$  und Einfallswinkel  $\Phi_0$ , der zur Ermittlung der Schichtdicke des Tritiumfilms verwendet wird<sup>4</sup>. Der Vergleich zwischen Deuterium und Tritium ist erlaubt, weil es sich in Mainz nicht um reines Tritium handelt. Innerhalb des Einlasssystems kommt es zu Austauschreaktionen mit dem Wandmaterial und das zur Präparation verwendete Gas besteht aus einer Mischung von  $\text{H}_2$ ,  $\text{HT}$  und  $\text{T}_2$ , wobei der Tritiumanteil bei ca. 75-80% liegt. Der Anteil lässt sich aus Messungen mit einem Quadrupolmassenspektrometer bestimmen; die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 aufgeführt.

Zur Bestimmung werden die Massen 2, 4 und 6 berücksichtigt. Die Verteilungen der Massen sind von Messung zu Messung sehr unterschiedlich, deshalb sind die

<sup>4</sup>Im Allgemeinen wird in Mainz auf die Präparation einer kompletten Tritiumellipse verzichtet, weil dafür die acht- bis zehnfache Menge an Tritium gegenüber einer typischen Quellpräparation nötig ist und nicht genügend Tritiumgas zur Verfügung steht. Allerdings wurde im Rahmen der Doktorarbeit von Lutz Bornschein [Bor02] eine fast komplette Tritiumellipse gefroren, anhand derer die Annahmen bestätigt wurden.

**Tabelle 3.2: Tritiumanteil im zur Präparation verwendeten Gas.** Dargestellt sind die Ergebnisse der Quadrupolmessungen im Vorfeld der einzelnen Messphasen zur Präparation der Tritiumfilme (Die angegebenen Zeitpunkte sind jeweils die Tage, an denen Tritium aufgefroren wurde). Die Messungen sind aber sehr ungenau, deshalb sind alle Prozentangaben mit einer Unsicherheit von ca. 10% behaftet. Außerdem sind in der dritten Spalte die Quotienten aus angepasster Amplitude und Schichtdicke des entsprechenden Quellfilms angegeben, die ein Maß für die Aktivität der Quelle bilden.

| Datum    | Messung / d<br>[ML] | Anteil Tritium [%] | $\frac{A_{fit}}{d}$ | Spalte<br>4/3<br>100000 * |
|----------|---------------------|--------------------|---------------------|---------------------------|
| 14.02.98 | Q3 145              | -                  | 0.01925             | -                         |
| 13.07.98 | Q4 146              | -                  | 0.01888             | -                         |
| 30.10.98 | Q5 140              | 80                 | 0.01770             | 221                       |
| 11.04.99 | Q6 127              | 75                 | 0.01798             | 240                       |
| 20.05.99 | Q7 127              | 83                 | 0.01888             | 227                       |
| 22.10.99 | Q8 134              | 79                 | 0.01797             | 227                       |
| 19.09.00 | Q9 131              | 63                 | 0.02240             | 356                       |
| 24.11.00 | Q10 134             | 75                 | 0.01834             | 245                       |
| 24.10.01 | Q11 142             | 83                 | 0.01925             | 232                       |
| 24.11.01 | Q12 143             | 84                 | 0.01925             | 229                       |

angegebenen Zahlen mit Vorsicht zu behandeln. Eine andere Möglichkeit, um ein Maß für die Aktivität zu erhalten, ist die Werte für die angepassten Amplituden  $A_{fit}$  zu betrachten. Die dritte Spalte der Tabelle 3.2 gibt die Werte pro Monolage an. Die höchsten Werte erhält man für die Messungen Q3 und Q11 (Q12), in deren Vorfeld jeweils eine neue Tritiumampulle angebracht wurde. Danach sinken die Werte ab. Auffällig und nicht erklärbar ist der extrem hohe Wert für die Messung Q9, die aber insgesamt eine sehr problematische Messung ist (siehe Kapitel 6).

Für die folgenden Schichtdickentabellen sind jeweils drei Fehleranteile angegeben (Ablesefehler bei der Bestimmung des Winkels, Fehler Fit P aus der Differenz des Punktes zur angepassten Ellipse und Fehler Fit A aus der Differenz des Punktes zur angepassten Ellipse)

In den Tabellen 3.3 und 3.4 sind alle ermittelten Schichtdickenwerte der Tritiummessungen seit 1998 zusammengefasst. Dabei fallen mehrere Dinge auf:

- Die Werte mit und ohne Haube <sup>5</sup> sind deutlich unterschiedlich, wobei die

<sup>5</sup>Während der Messung befindet sich das Quellsubstrat in einer Teflonkappe, die als Haube bezeichnet wird (siehe Unterschrift zu Abb. 2.10).



Richtung der Verschiebung gleich bleibt. (Mit einer Ausnahme sind die Werte ohne Haube größer, als die mit Haube.)

- Schaut man sich den Zusammenhang zwischen der Heiztemperatur der Quelle am Ende einer Messung und den Endwerten an, so wird deutlich, dass der Tritumfilm nicht immer vollständig entfernt wurde (z.B. Q7). Eine Temperatur von 50 K oder mehr scheint nötig, um den Film restlos zu entfernen.
- Bei den Vergleichen zwischen Start- und Endwerten - soweit vorhanden - muss immer zusätzlich beachtet werden, dass die Messungen oft einmal mit und einmal ohne Haube vorgenommen wurden. Das ist zusätzlich als Unsicherheit zu berücksichtigen und erschwert die für die Bestimmung der systematischen Unsicherheiten nötigen Größen.

Tabelle 3.3: Schichtdicken

| Quelle | Zeit                   | $\Delta P$ | $\Delta A$ | Haube | Schichtdicke                                   |
|--------|------------------------|------------|------------|-------|------------------------------------------------|
| Q3     | Startwerte             | 0          | 0          | mit   | -                                              |
| Q3     | Startwerte             | 0.37       | -0.02      | ohne  | -                                              |
| Q3     | T <sub>2</sub> vorher  | 8.66       | -3.30      | mit   | $493 \pm 1.5 \pm 3.2 \pm 10.7 \text{ \AA}$     |
| Q3     | T <sub>2</sub> nachher | -          | -          | -     | -                                              |
| Q3     | Endwerte               | -          | -          | -     | -                                              |
| Q4     | Startwerte             | 0          | 0          | mit   | -                                              |
| Q4     | T <sub>2</sub> vorher  | 8.39       | -3.23      | mit   | $494.6 \pm 1.5 \pm 4.6 \pm 15.6 \text{ \AA}$   |
| Q4     | T <sub>2</sub> nachher | 8.88       | -3.45      | mit   | 530.3 Å gegen Startwert                        |
| Q4     | T <sub>2</sub> nachher | 8.73       | -3.55      | mit   | 529.2 Å gegen Endwert                          |
| Q4     | Endwerte               | 0.15       | 0.10       | ohne  | geheizt bis 20 K                               |
| Q5     | Startwerte             | 0          | 0          | mit   | -                                              |
| Q5     | T <sub>2</sub> vorher  | 7.98       | -2.87      | mit   | $474.3 \pm 1.5 \pm 12.4 \pm 21.4 \text{ \AA}$  |
| Q5     | T <sub>2</sub> nachher | 8.16       | -2.79      | mit   | 478.1 Å gegen Startwert                        |
| Q5     | T <sub>2</sub> nachher | 8.13       | -2.93      | mit   | 485.5 Å gegen Endwert                          |
| Q5     | Endwerte               | 0.03       | 0.14       | ohne  | geheizt bis 45 K                               |
| Q6     | Startwerte             | 0          | 0          | mit   | -                                              |
| Q6     | T <sub>2</sub> vorher  | 7.55       | -2.51      | mit   | $430.1 < \pm 1.6 \pm 3.0 \pm 12.6 \text{ \AA}$ |
| Q6     | T <sub>2</sub> vorher  | 8.37       | -2.44      | ohne  | 460 Å                                          |
| Q6     | T <sub>2</sub> nachher | -          | -          |       | Quelle verloren                                |
| Q6     | Endwerte               | 0.19       | -0.03      | mit   | geheizt bis 80 K                               |
| Q7     | Startwerte             | 0          | 0          | mit   | -                                              |
| Q7     | T <sub>2</sub> vorher  | 7.57       | -2.52      | mit   | $431.6 \pm 1.6 \pm 3.0 \pm 12.8 \text{ \AA}$   |
| Q7     | T <sub>2</sub> vorher  | 7.88       | -2.38      | ohne  | Optik dejustiert                               |
| Q7     | T <sub>2</sub> nachher | 8.83       | -2.68      | ohne  | 495.9 Å gegen Startwert                        |
| Q7     | T <sub>2</sub> nachher | 7.80       | -2.85      | ohne  | 461.9 Å gegen Endwert                          |
| Q7     | Endwerte               | 1.03       | 0.17       | ohne  | geheizt bis 6.5 K                              |
| Q8     | Startwerte             | 0          | 0          | mit   | -                                              |
| Q8     | T <sub>2</sub> vorher  | 8.02       | -2.82      | mit   | $454.5 \pm 1.6 \pm 3.2 \pm ? \text{ \AA}$      |
| Q8     | T <sub>2</sub> vorher  | 8.38       | -2.74      | ohne  | 465 Å                                          |
| Q8     | T <sub>2</sub> nachher | 8.84       | -3.01      | ohne  | 501.6 Å gegen Startwert                        |
| Q8     | T <sub>2</sub> nachher | 8.23       | -3.05      | ohne  | 477.5 Å gegen Endwert                          |
| Q8     | Endwerte               | 0.61       | 0.04       | ohne  | geheizt bis 40 K                               |
| Q8     | Endwerte               | 0.32       | -0.11      | mit   | -                                              |

Tabelle 3.4: Schichtdicken 2

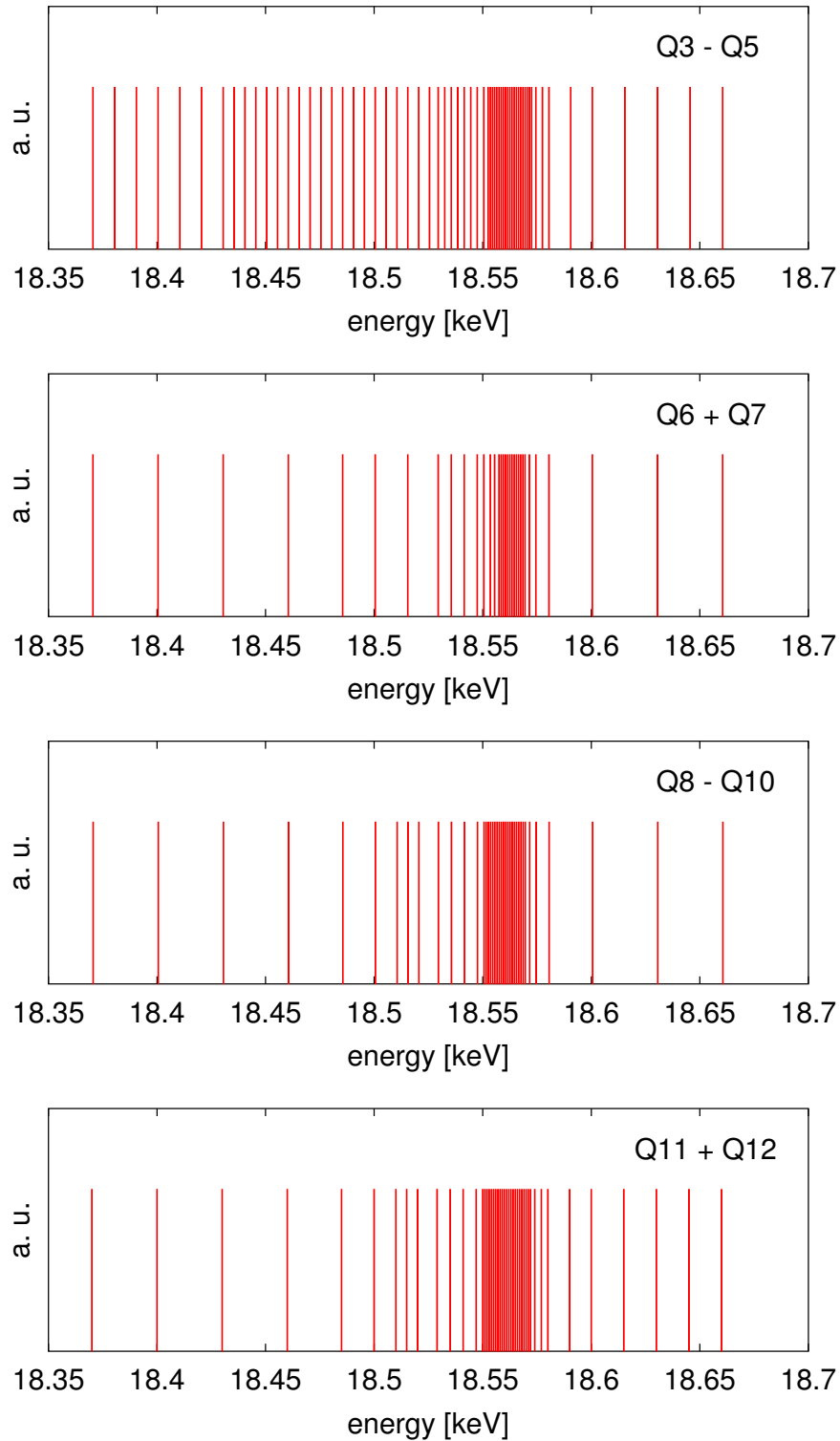
|     |                        |       |       |      |                                              |
|-----|------------------------|-------|-------|------|----------------------------------------------|
| Q9  | Startwerte             | 0     | 0     | mit  | -                                            |
| Q9  | T <sub>2</sub> vorher  | 8.01  | -2.90 | mit  | $444.2 \pm 1.9 \pm 9.2 \pm 3.7 \text{ \AA}$  |
| Q9  | T <sub>2</sub> vorher  | 7.72  | -2.70 | ohne | 425 Å                                        |
| Q9  | T <sub>2</sub> nachher | 8.85  | -2.99 | ohne | 482.3 Å gegen Startwert                      |
| Q9  | T <sub>2</sub> nachher | 8.11  | -2.93 | mit  | 449.5 Å gegen Endwert                        |
| Q9  | Endwerte               | 2.25  | -0.45 | ohne | geheizt bis 20 K                             |
| Q9  | Endwerte               | -0.10 | 0.03  | mit  | geheizt bis 50 K                             |
| Q10 | Startwerte             | 0     | 0     | mit  | -                                            |
| Q10 | T <sub>2</sub> vorher  | 8.18  | -2.97 | mit  | $454.5 \pm 1.9 \pm 6.8 \pm ? \text{ \AA}$    |
| Q10 | T <sub>2</sub> vorher  | 8.71  | -2.81 | ohne | 467.5 Å                                      |
| Q10 | T <sub>2</sub> nachher | 9.24  | -3.17 | ohne | 515 Å gegen Startwert                        |
| Q10 | T <sub>2</sub> nachher | 8.85  | -3.44 | mit  | 510 Å gegen Endwert                          |
| Q10 | Endwerte               | -0.10 | -0.04 | mit  | geheizt bis 90 K                             |
| Q11 | Startwerte             | 0     | 0     | mit  | -                                            |
| Q11 | T <sub>2</sub> vorher  | 8.53  | -3.21 | mit  | $481.7 \pm 2.1 \pm 3.4 \pm 15.8 \text{ \AA}$ |
| Q11 | T <sub>2</sub> vorher  | 8.85  | -2.98 | ohne | 480 Å                                        |
| Q11 | T <sub>2</sub> nachher | 9.10  | -3.13 | ohne | 500.9 Å gegen Startwert                      |
| Q11 | T <sub>2</sub> nachher | 8.75  | -3.30 | ohne | 496.2 Å gegen Endwert                        |
| Q11 | Endwerte               | -0.35 | 0.17  | ohne | geheizt bis 52 K                             |
| Q12 | Startwerte             | 0     | 0     | mit  | -                                            |
| Q12 | T <sub>2</sub> vorher  | 8.59  | -3.23 | mit  | $485.4 \pm 2.1 \pm 2.1 \pm 15.5 \text{ \AA}$ |
| Q12 | T <sub>2</sub> vorher  | 8.95  | -2.97 | ohne | 490 Å                                        |
| Q12 | Endwerte               | -     | -     | ohne | geheizt bis 55 K                             |

## 3.2 Messbedingungen

Im Mainzer Experiment wird das Tritium- $\beta$ -Spektrum über einen Bereich von 200 eV unterhalb des Endpunktes vermessen. Zusätzlich betrachtet man auch noch 100 eV oberhalb des Endpunktes, um den Untergrundlevel zu bestimmen. Die Messpunktverteilung hat sich im Laufe der Zeit ein wenig verändert, da sie jeweils im Hinblick auf die vorliegenden Messbedingungen optimiert wurde. Im Wesentlichen bleibt aber die Grundidee erhalten. Die Messpunkte, die weit im Spektrum liegen, dienen zur Festlegung des Endpunktes, denn bei 200 V im Spektrum ist die Zählrate so weit angestiegen, dass die Korrelation zwischen den Parametern Endpunkt  $E_0$  und Massenquadrat  $m_\nu^2$  aufgehoben ist. Dafür reichen einige Punkte, die in einem Abstand von ungefähr 30 eV gesetzt sind. Die Punkte oberhalb des Endpunktes dienen - wie schon gesagt - dazu, den Untergrundlevel zu bestimmen; sie sind gleichmäßig über den Messbereich verteilt und ihre Anzahl variiert von Messung zu Messung zwischen fünf und neun. Die Erfahrung hat gezeigt, dass es doch sehr wichtig ist, über möglichst viele Informationen was den Untergrund betrifft zu verfügen, d.h. relativ viel Messzeit auf diesen Bereich zu verwenden. Die Messungen, die eine Anzahl von neun Punkten oberhalb des Endpunktes zur Bestimmung des Untergrundlevels aufweisen, scheinen stabiler zu sein. Die größte Anzahl von Messpunkten befindet sich im für die Neutrinomasse relevanten Endpunktbereich in kurzen Abständen von 1 eV. Diese Auswahl ist so optimiert, dass möglichst viel Messzeit für den Endpunktbereich aufgewendet wird. Das verbessert die Sensitivität für den Parameter Neutrinomassenquadrat um ca. 20% gegenüber einer gleichmäßigen Punktverteilung. In Abbildung 3.4 sind die Messpunktverteilungen für die Messungen seit 1998 grafisch dargestellt.

Die Messpunkte werden der Reihe nach durchlaufen, indem an der Quelle die jeweilige Retardierungsspannung eingestellt wird. Dann wird 20 s lang gemessen und in den folgenden 3 s Pause der nächste Spannungswert gesetzt. Ist man am Ende der Messpunktverteilung angekommen, werden sie in umgekehrter Reihenfolge wiederum durchlaufen. Innerhalb der 3 s Pause können dann Hochfrequenzpulse gesetzt werden, die das Untergrundverhalten positiv beeinflussen können (siehe auch Abschnitt 3.4.1).

Die Punkte sind nicht bei jeder Messung in der gleichen Reihenfolge durchlaufen worden. In den Messungen des Jahres 2000 wurde eine ungeordnete Reihenfolge gewürfelt und diese dann immer wiederholt. So ist es möglich Hystereseeffekte oder andere damit verbundene Störungen zu vermeiden (siehe Kapitel 6).



**Abbildung 3.4: Messpunktverteilung der Messungen Q3 bis Q12.** Dargestellt sind die Messpunktverteilungen für die Messungen Q3 bis Q12. Die genauen Zahlenwerte sind im Anhang B aufgeführt.

### 3.3 Die Anpassungsfunktion

Mit Hilfe der Anpassungsfunktion wird das gemessene  $\beta$ -Spektrum beschrieben. Neben der theoretischen Funktion für das  $\beta$ -Spektrum sind hier auch alle apparativen Effekte zu berücksichtigen. Man erhält die Anpassungsfunktion, auch Fitfunktion genannt, durch Faltung des theoretischen Tritium- $\beta$ -Spektrums  $dN/dE$  nach Gleichung 4.6 mit der elektrischen Potentialverteilung innerhalb des Tritiumfilms (Aufladeeffekt)  $f_{charge}$ , der Rückstreuungsfunktion  $f_{bsc}$ , der Energieverlustfunktion  $f_{eloss}$ , der Transmissionsfunktion  $f_{trans}$  und der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors  $f_{det}$ :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dU} = & (A p(E + m_e c^2) F(\sum_n W_n \varepsilon_n \cdot \sqrt{\varepsilon_n^2 - m_\nu^2 c^4}) \\ & \otimes f_{charge} \otimes f_{bsc} \otimes f_{eloss} \otimes f_{trans} \otimes f_{det}) + B \end{aligned} \quad (3.5)$$

mit  $A$ : Amplitude des Spektrums  
 $p, E$ : Impuls und kinetische Energie des Elektrons  
 $F$ : Fermi-Funktion  
 $\varepsilon_n$ :  $\varepsilon_n = E_0 - V_n - E$   
 $E_0$ :  $\beta$ -Endpunkt  
 $m_e, m_\nu$ : Ruhemasse des Elektrons und des Neutrinos  
 $W_n, V_n$ : Amplitude und Anregungsenergien der elektronischen Endzustände des Tochtermoleküls  
 $B$ : konstanter Untergrund

Bei einer Standardanpassung, im Folgenden Standardfit genannt, werden vier freie Parameter an die Daten angepasst:

1. Amplitude (Maß für die Zählrate)  $A$
2. Konstanter Untergrundlevel  $B$
3. Endpunkt des Tritium- $\beta$ -Spektrums  $E_0$
4. Neutrinomassenquadrat  $m_\nu^2$

Die übrigen Größen müssen der Literatur entnommen, berechnet oder in systematischen Messungen bestimmt werden (siehe auch Kapitel 4).

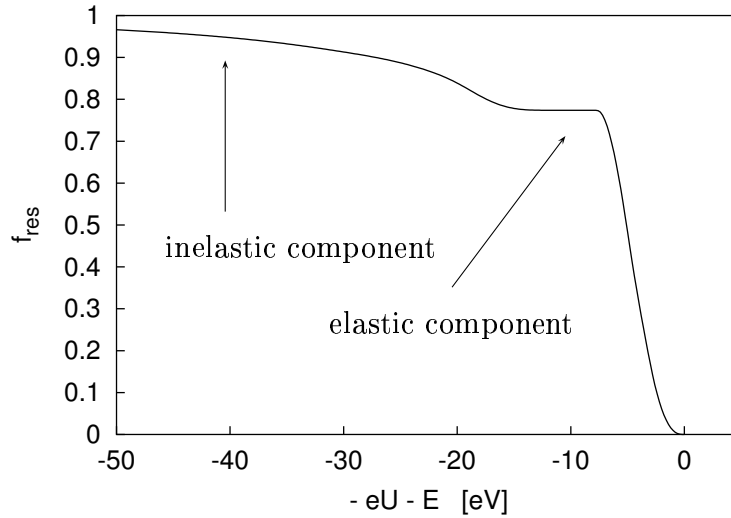
Gleichung 3.5 lässt sich zusammenfassen zu

$$\frac{dN}{dU} = \int_{-eU}^{E_0} \frac{dN}{dE} f_{\text{res}}(E, U) dE + B \quad (3.6)$$

mit

$$f_{\text{res}} = f_{\text{charge}} \otimes f_{\text{bsc}} \otimes f_{\text{eloss}} \otimes f_{\text{trans}} \otimes f_{\text{det}} \quad (3.7)$$

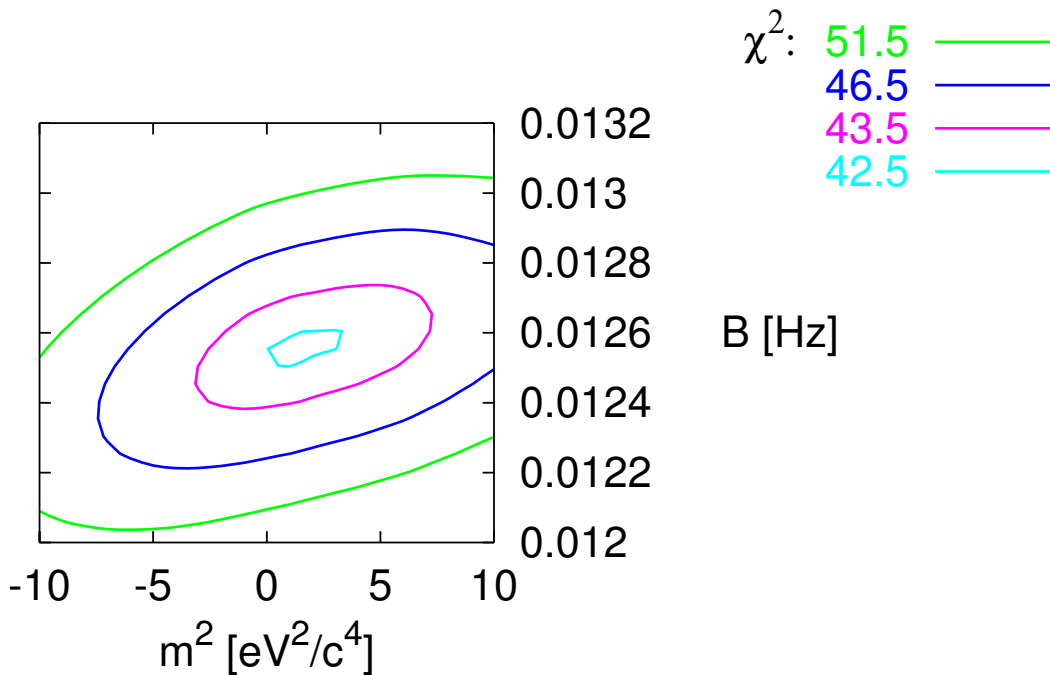
$f_{\text{res}}$  wird Responsefunktion des Experiments genannt. Sie ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Eine wichtige Eigenschaft der Responsefunktion ist, dass sie keinen hochenergetischen Ausläufer hat. Die Konsequenz ist folgende: Wird eine signifikant über dem Untergrund liegende Zählrate bei einer Retardierungsenergie von  $E_0 - \delta E_x$  gemessen, dann folgt daraus, dass die Neutrinoruhemasse kleiner als  $\delta E_x$  sein muss. Das ist ein großer Vorteil gegenüber rein elektrostatischen Spektrometern, die einen hochenergetischen Ausläufer in der Responsefunktion nicht vermeiden können.



**Abbildung 3.5: Responsefunktion des Experiments.** Dargestellt ist die normierte Responsefunktion  $f_{\text{res}}$  für eine monoenergetische Elektronenquelle der Energie  $E$  in Abhängigkeit von der Retardierungsenergie  $-eU$ . Die Energieauflösung  $\Delta E$  des Spektrometers beträgt 4.8 eV. Der Energieverlust  $f_{\text{eloss}}$  und der Aufladeeffekt  $f_{\text{charge}}$  wurden für eine Quelldicke von 490 Å berechnet. Dies entspricht den Quelldicken der Tritiummessungen Q3 bis Q5 und Q11, Q12. Die Quellen der Messungen Q6 bis Q10 waren etwa 50 - 70 Å dünner.

### 3.3.1 Korrelationen zwischen den Anpassungsparametern

Die vier freien Anpassungsparameter weisen starke Korrelationen untereinander auf. Die Korrelation zwischen Position des Endpunktes  $E_0$  und Neutrinomassenquadrat  $m_\nu^2$  beeinflusst z.B. stark die Wahl der Messpunktverteilung. Die folgenden Bilder (3.6, 3.7, 3.8) zeigen am Beispiel der Messung Q11 für die letzten 70 eV <sup>6</sup> diese Zusammenhänge.

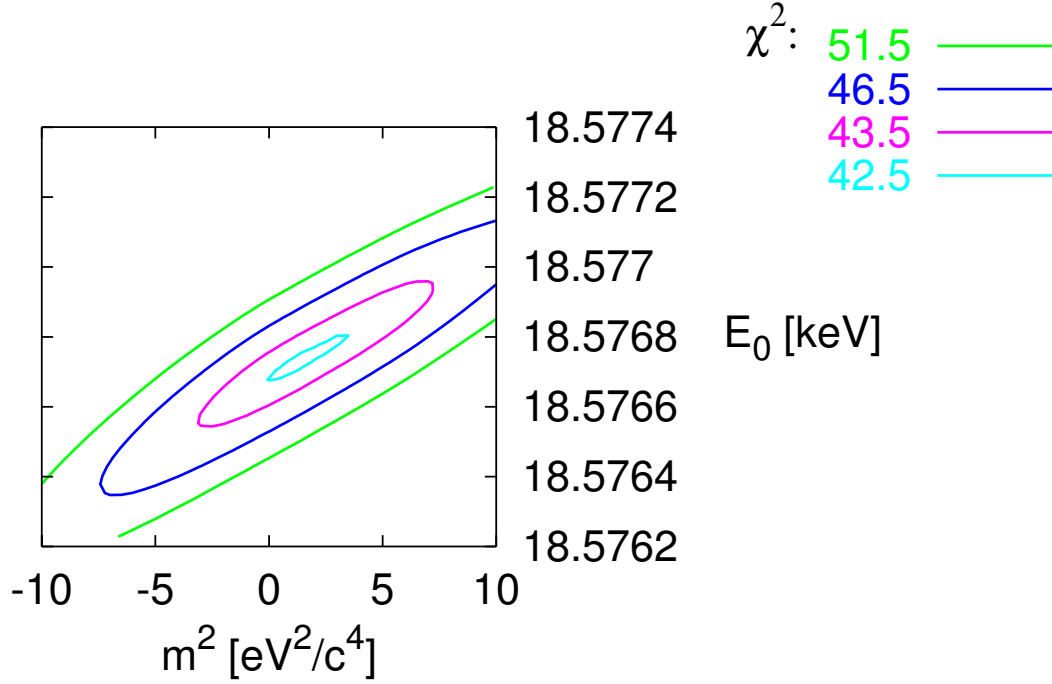


**Abbildung 3.6: Korrelationen zwischen Fitparametern  $m_\nu^2$  und  $B$ .**

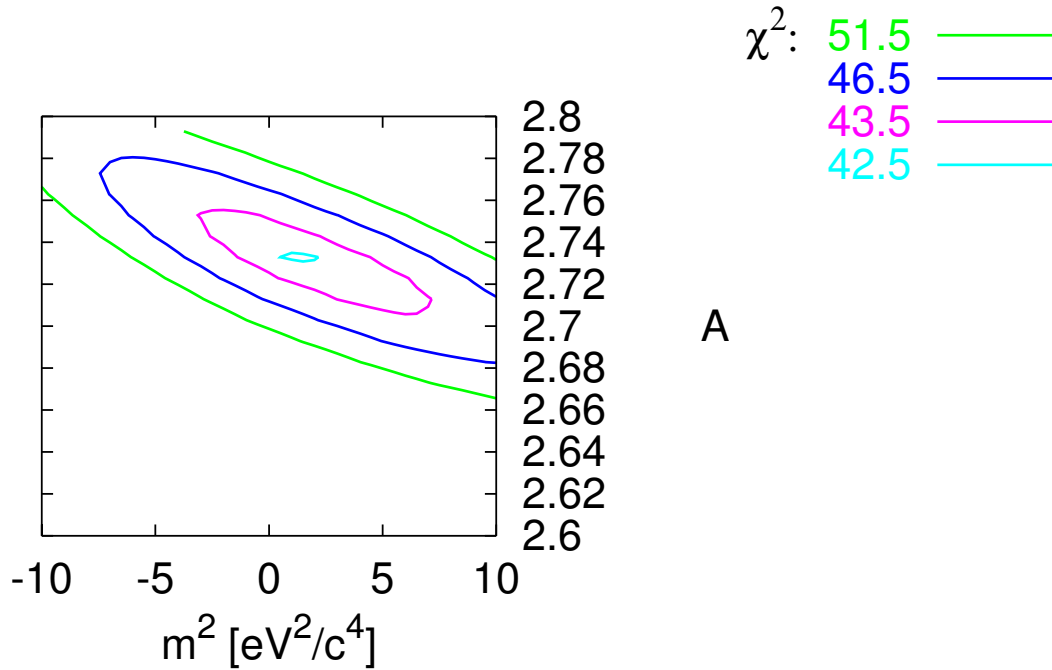
Dargestellt ist der Konturplot für die Korrelation zwischen den Parametern Massenquadrat  $m^2$  und Untergrundlevel  $B$  für das Auswertintervall mit  $E_{low}=18500$  eV. Diese Korrelation ist die schwächste. Eine Änderung des konstanten Untergrundniveaus um 0.2 mHz kann dennoch zu einer Änderung im Parameter Massenquadrat von 5 eV<sup>2</sup> führen.

<sup>6</sup>Die letzten 70 eV gehören zu dem Auswertintervall mit  $E_{low}=18500$  eV. Der theoretische Endpunkt liegt bei 18575 eV, aber für diese Aussagen wird  $E_{0,eff}$  benutzt, deshalb sind es nur 70 eV.





**Abbildung 3.7: Korrelationen zwischen Fitparametern  $m_\nu^2$  und  $E_0$ .** Dar-  
gestellt ist der Konturplot für die Korrelation zwischen den Parametern Massen-  
quadrat  $m^2$  und Endpunkt  $E_0$  für das Auswertintervall mit  $E_{low}=18500$  eV. Die  
farbigen Konturen begrenzen jeweils Flächen gleichen  $\chi^2$ .



**Abbildung 3.8: Korrelationen zwischen Fitparametern  $m_\nu^2$  und  $A$ .** Dar-  
gestellt ist der Konturplot für die Korrelation zwischen den Parametern Massen-  
quadrat  $m^2$  und Amplitude  $A$  für das Auswertintervall mit  $E_{low}=18500$  eV. Die  
farbigen Konturen begrenzen jeweils Flächen gleichen  $\chi^2$ .

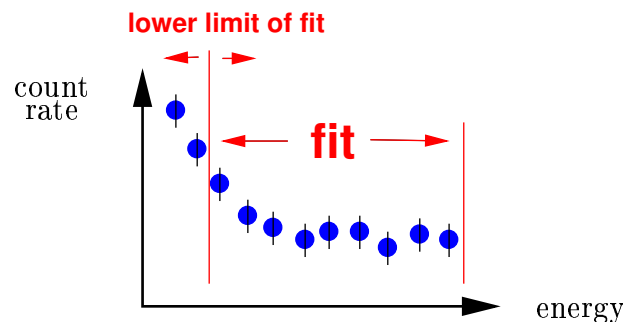
- Die Bilder zeigen deutlich, dass jeder der freien Parameter mit dem Parameter Massenquadrat korreliert ist.
- Die stärkste Abhängigkeit zeigt die Position des Endpunktes und die geringste die Untergrundzählrate.
- Die Korrelationen für die Position des Endpunktes und die Amplitude sind genau entgegengesetzt und können sich gegenseitig kompensieren. Dadurch ist der direkte Einfluss von systematischen Änderungen auf den Parameter Massenquadrat geringer.

Es ist also sinnvoll und auch nötig das Verhalten aller freien Parameter zu überwachen, um eventuelle Störungen aufzuspüren.

### 3.3.2 Stabilitätskriterium

Bevor aus den Daten einer Messphase die Neutrinomasse extrahiert werden kann, werden eine Reihe von Tests am Datensatz durchgeführt, die sicherstellen sollen, dass er ungestört und stabil ist.

Um die Stabilität eines Datensatzes zu überprüfen, werden für denselben Datensatz mehrere Anpassungen vorgenommen, und zwar immer für verschiedene Auswertintervalle. Das Prinzip ist in Abbildung 3.9 veranschaulicht. Man beginnt z.B. mit dem gesamten Datensatz, passt diesen an und erhält ein Ergebnis, anschließend lässt man einen Datenpunkt weg, führt eine erneute Anpassung durch, erhält ein neues Ergebnis und so weiter. Da alle Ergebnisse hochgradig korreliert sind - sie stammen ja alle vom gleichen Datensatz - erwartet man, dass die Ergebnisse miteinander kompatibel sind. Ist das nicht der Fall, weist dies deutlich auf eine Störung in den Daten hin (siehe dazu die Kapitel 6 und 7). Diese Standardanalyse für verschiedene Auswertintervalle wurde für alle Messungen durchgeführt; die Ergebnisse sind in den jeweiligen Kapiteln zu finden.



**Abbildung 3.9: Variation des Fitintervalls.** Zu sehen ist eine schematische Darstellung des gemessenen Tritium- $\beta$ -Spektrums nahe am Endpunkt. Die senkrechten Linien begrenzen das zu einer Anpassung (einem Fit) herangezogene Intervall, das sog. Fitintervall. Da zu einer Anpassung stets alle Untergrundpunkte herangezogen werden, ist die obere Grenze des Fitintervalls durch den Messpunkt mit der größten Energie vorgegeben. Die untere Grenze des Fitintervalls ("lower limit of fit interval":  $E_{\text{low}}$ ) wird für eine vollständige Auswertung variiert. Veränderungen der Anpassungsparameter bei Variation der unteren Grenze des Fitintervalls können auf unerkannte systematische Fehler in den Messungen hindeuten.

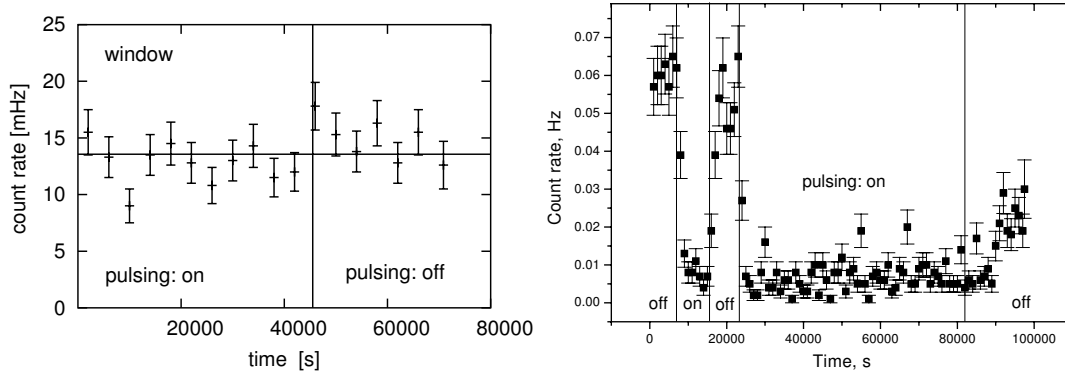
## 3.4 Untergrundbedingungen

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit dem Untergrundverhalten. Zuerst wird der Einfluss vom Einsatz einer Hochfrequenzpulsung beschrieben. In zweiten Teil geht es um die Erkenntnisse über mögliche Untergrundquellen, die aus reinen Untergrundmessungen gewonnen wurden. Anschließend folgt eine Beschreibung des Verhaltens der Untergrundzählrate im Verlauf einer Tritiummessung.

### 3.4.1 Einfluss der Pulsung

Ein wichtiges Kriterium für die Analyse der Tritiumdaten ist ein möglichst geringer und möglichst stabiler Untergrund. Im Vorfeld der Messung Q5 gegen Ende des Jahres 1998 wurde erstmals versucht, den erhöhten Spektrometeruntergrund durch das kapazitive Einkoppeln von hochfrequenten Wechselspannungen zu beeinflussen. Diese Einkopplung wurde jeweils in den 3 s Messpause zwischen zwei Datenpunkten vorgenommen. Damit gelang es die Untergrundzählrate der Messung Q5 auf einem gegenüber den übrigen Tritiummessungen nur wenig erhöhten Niveau zu stabilisieren. Aus systematischen Untersuchungen in den Diplomarbeiten von H. Ulrich und J.P. Schall [Ulr00, Sch01] geht hervor, dass diese Methode nur bei erhöhtem Untergrund und unter nicht idealen Bedingungen in der Lage ist, die Untergrundzählrate zu reduzieren. Bei guten Bedingungen scheint es immerhin die Stabilität der Zählrate zu verbessern. In Abbildung 3.10 ist der Effekt der Pulsung exemplarisch auf eine normale und eine erhöhte Untergrundzählrate dargestellt. Diese Daten wurden in sog. reinen Untergrundmessungen ermittelt. Das bedeutet, dass der Ganzmetallschieber, der den Quellbereich vom Spektrometer trennt, geschlossen war und die am Elektrodensystem des Spektrometers angelegte Retardierungsspannung  $U_0$  etwas oberhalb vom Endpunkt des  $\beta$ -Spektrums bei -18.7 keV lag. Die Bilder zeigen die Zählrate für Energien von 15-21 keV als Summe der ersten drei Detektorsegmente in Abhängigkeit von der Messzeit. Im linken Bild ist eine Messung dargestellt, die mit Pulsung gestartet und nach 45000 s ohne Pulsung weitergeführt wurde. Es ist keine signifikante Veränderung der Zählrate zu erkennen. Allerdings sieht das im rechten Bild deutlich anders aus. Diese Messung wurde ohne Pulsung begonnen bei einer erhöhten Untergrundzählrate von etwa  $\approx 60$  mHz. Im Verlauf der Messung wird die Pulsung zweimal für unterschiedlich lange Zeiträume ein und ausgeschaltet. Man erkennt deutlich, dass die Zählrate relativ schnell auf ein Niveau von ungefähr 10 mHz absinkt. Außerdem erkennt man, dass im früheren Bereich der Messung, in dem die Pulsung kürzer eingeschaltet blieb, die Zählrate nach dem Abschalten schneller wieder ansteigt als im späteren Teil. Die Anstiegszeit scheint von der Zeitdauer des vorherigen Pulsungsintervalles abhängig zu sein. Daraus lässt sich folgern, dass die Pulsung bei erhöhter Untergrundzählrate eine deutlich po-

sitive Wirkung zeigt, während ihre Auswirkung auf die Untergrundzählrate bei normalen Untergrundbedingungen sehr schwach ausfällt.



**Abbildung 3.10: Auswirkung der Pulsung auf die Untergrundzählrate (nach [Sch01]).** In diesen beiden Bildern ist exemplarisch der Einfluss der Pulsung auf die zeitliche Entwicklung der Untergrundzählrate der Mainzer Apparatur dargestellt.

Am Elektrodensystem des Spektrometers liegt dabei eine Retardierungsspannung  $U_0$  von -18.7 keV an, der Zugschieber zwischen Quellbereich und Spektrometertank ist geschlossen. Die senkrechten Linien in den Bildern geben jeweils den Zeitpunkt an, zu dem die Pulsung ein- bzw. abgeschaltet wurde. Das linke Bild zeigt eine Messung, die bei niedriger Untergrundzählrate durchgeführt worden ist. Die Messung startete mit eingeschalteter Pulsung. Zum durch die senkrechten Linie markierten Zeitpunkt wurde die Pulsung abgeschaltet. Eine signifikante Veränderung der Zählrate gegenüber der mittleren Zählrate (waagerechte Linie) ist nicht zu erkennen. Das rechte Bild zeigt eine Messung bei deutlich erhöhtem Untergrundniveau. Die Datennahme beginnt ohne Pulsung. Durch das Einschalten der Pulsung fällt die Zählrate jeweils rasch auf ein niedriges Niveau ab. Nach dem Abschalten der Pulsung steigt die Zählrate wieder an, wobei die Dynamik des Anstiegs von der Dauer der unmittelbar vorausgehenden Pulsungsperiode abzuhängen scheint.

Neben dem Effekt der Stabilisierung durch Pulsung gibt es eine weitere Untergrundabhängigkeit auf die kurz eingegangen werden soll. Für den Aufbau Mainz II gab es eine Abhängigkeit des Untergrundes vom Druck im Spektrometer, der sich durch ein Polynom 2. Grades beschreiben ließ. Diese Untersuchungen und Anpassungen werden ausführlich in [Sch01] diskutiert. Dabei wird der lineare Anteil auf einstufige Prozesse, wie z.B. die Ionisation gespeicherter Teilchen zurückgeführt, während der quadratische Anteil auf 2-Stufen-Prozesse <sup>7</sup> hindeutet. Für einen einfachen Durchflug durch das Spektrometer benötigt ein Elektron ca. 1  $\mu$ s. Für gespeicherte Teilchen kann die Aufenthaltszeit im Spektrometer bei 100 s liegen, was die Wahrscheinlichkeit für zweistufige Prozesse deutlich erhöht.

<sup>7</sup>Ein Beispiel für einen solchen Prozess könnte sein, dass ein Elektron ein Wasserstoffmolekül anregt, ein zweites Elektron dieses angeregte Molekül ionisiert und bei der Rekombination dann wieder ein Elektron frei wird, das zum Detektor gelangen kann.

Die Druckabhängigkeit und das Verhalten des Untergrundes beim Pulsen wurden als Effekt gedeutet, der von Elektronen verursacht wird, die unter nicht optimalen Bedingungen im Spektrometer gespeichert werden. Unterstützt wird diese Annahme dadurch, dass nach Entfernen lokaler Fallen für niederenergetische Elektronen im Aufbau Mainz III die Druckabhängigkeit drastisch reduziert war. Das ist in [Mül02] nachzulesen.

Während des gesamten Messzeitraumes der Q5 wurde diese Methode eingesetzt. Da gerade diese Messung die erste war, die ein stabiles Verhalten des Parameters Neutrinomassenquadrat gegenüber dem betrachteten Auswertintervall zeigt, wurde die Pulsung als ständiges Mittel zur Untergrundreduktion und -stabilisierung während den Tritiummessphasen interessant. Es war daher sehr wichtig, genaueres über Auswirkungen und Möglichkeiten der Pulsung in Erfahrung zu bringen. Im Rahmen der Diplomarbeit von H. Ulrich [Ulr00] sind umfangreiche Untersuchungen zum Einfluss der Pulsung auf die Untergrundzählrate der Mainzer Apparatur durchgeführt worden. Dort wird auch das Verfahren der Pulsung ausführlich beschrieben. Als Ergebnis der Untersuchungen lässt sich sagen, dass sich die Pulsung mit wachsender Amplitude stärker untergrundreduzierend auswirkt, die geeigneten Frequenzen im Bereich zwischen 1.0 und 1.8 MHz liegen und die Auswirkungen des Pulsens - je nach Wahl der Elektrode, in die die Wechselspannung eingekoppelt wird, sehr verschiedene Effekte zeigen - bis hin zu einer starken Erhöhung des Untergrundes bei Einkopplung an Elektrode fünf. Offensichtlich kann mit Hilfe der Pulsung ein erhöhter oder fluktuierender Untergrund auf einem niedrigeren Niveau stabilisiert werden. Eine Reduzierung des Untergrundes unter dem Niveau, das unmittelbar nach dem Ausheizen des Spektrometers erreicht wird, ist nach dem derzeitigen Kenntnisstand jedoch nicht zu erreichen. Um direkter den Einfluss der Pulsung während der Tritiummessungen zu untersuchen, wurden im Rahmen der Doktorarbeit von L. Bornschein [Bor02] zwei Messphasen (Q6 und Q7) derart gestaltet, dass jeweils zwei Tage Messung mit Pulsung auf zwei Tage ohne Pulsung folgten. Bei separater Betrachtung der beiden Teildatensätze, sollte eine Aussage über die Wirkung der Pulsung möglich sein.

Die Messung Q9 ist insgesamt eine sehr problematische Messung. Darauf wird ausführlich in Kapitel 6 eingegangen. Da jedoch auch während der Messung Q9 immer abwechselnd ein Tag gepulst und ein Tag nicht gepulst wurde, sind die Untergrundwerte für diese Messung der Vollständigkeit halber in Tabelle 3.6 aufgeführt. Man erkennt schon an den sehr unterschiedlichen Werten für die Zeiträume der Messung, dass von einem stabilen Untergrund während der Messung Q9 keine Rede sein kann. Dennoch ist deutlich zu erkennen, dass die Werte für die gepulsten Zeiträume immer unter denen der ungepulsten Zeiträume liegen. Es lässt sich also nochmals bestätigen, dass die Pulsung einen positiven Einfluss auf die Untergrundzählrate zu haben scheint. In Tabelle 3.5 erkennt man, dass innerhalb der Fehler für die Messung Q6 kein wesentlicher Unterschied zu erkennen ist.

**Tabelle 3.5: Mittlere Untergrundzählraten der Messungen Q6 und Q7 mit und ohne Pulsung (aus [Bor02]).** Es sind die sich aus der Anpassung an das gemessene Tritium- $\beta$ -Spektrum ergebenden mittleren Untergrundzählraten der Messungen Q6 und Q7 dargestellt. Die Datensätze sind aufgeteilt in den Teil, bei dem während der Messpausen Hochfrequenzpulse auf eine der Elektroden gegeben worden sind (mit Pulsung), und den Teil, bei dem dieses nicht durchgeführt wurde (ohne Pulsung).

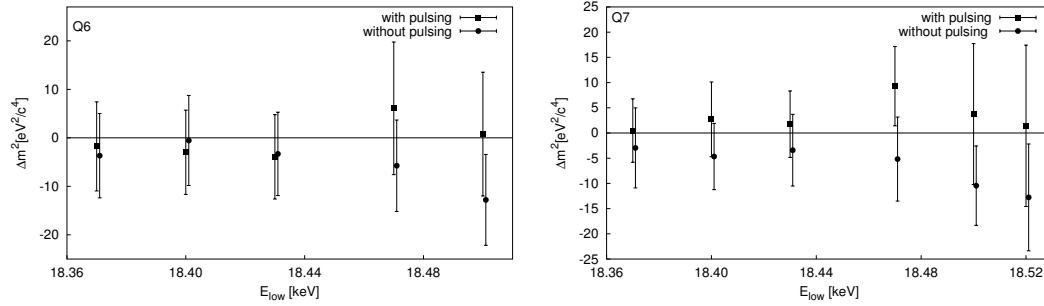
|                             | <b>Q6</b>                     |                               | <b>Q7</b>                     |                               |
|-----------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|
|                             | mit Pulsung                   | ohne Pulsung                  | mit Pulsung                   | ohne Pulsung                  |
| Mittlere Untergrundzählrate | $12.5 \pm 0.4 \text{ s}^{-1}$ | $12.6 \pm 0.4 \text{ s}^{-1}$ | $12.7 \pm 0.3 \text{ s}^{-1}$ | $14.7 \pm 0.4 \text{ s}^{-1}$ |

**Tabelle 3.6: Mittlere Untergrundzählrate für die verschiedenen Zeitabschnitte der Messung Q9 mit und ohne Pulsung.** Dargestellt sind die Untergrundzählraten in mHz, die durch die Anpassung geliefert werden für die letzten 70 eV und verschiedene Zeiträume der Messung Q9, jeweils nach Tagen mit und ohne Pulsung getrennt. Dabei wurden schon in den Rohdaten jeweils die Durchläufe mit Auffälligkeiten aussortiert. Das gilt besonders für die 2.-4. Woche, die zusammen ungefähr so viel Daten enthalten wie die übrigen Teildatensätze.

| <b>Zeitraum</b> | <b>mit Pulsung</b>         | <b>ohne Pulsung</b>        |
|-----------------|----------------------------|----------------------------|
| 1. Woche        | $38.6 \pm 0.3 \text{ mHz}$ | $44.9 \pm 0.4 \text{ mHz}$ |
| 2.-4. Woche     | $6.1 \pm 0.1 \text{ mHz}$  | $7.2 \pm 0.2 \text{ mHz}$  |
| 5. Woche        | $20.1 \pm 0.3 \text{ mHz}$ | $23.2 \pm 0.3 \text{ mHz}$ |
| letzte Woche    | $18.5 \pm 0.2 \text{ mHz}$ | $21.7 \pm 0.3 \text{ mHz}$ |

Auch die Auswirkungen auf das Ergebnis der Anpassungsfunktion (siehe Abbildung 3.11) zeigt keine signifikanten Abweichungen im Rahmen der angegebenen Fehler. Es lässt sich hieraus keine schlüssige These formulieren. Für die Messung Q7 liegt allerdings die mittlere Untergrundrate ohne Pulsung deutlich höher als die mit Pulsung. Die Tatsache, dass Q7 nach Q6 stattfand und die Apparatur wahrscheinlich deshalb schon in einem etwas schlechteren Zustand war <sup>8</sup>, könnte den Unterschied erklären. Zusammen mit den Werten der Messung Q9, für die die Untergrundzählrate mit Pulsung immer unter der ohne Pulsung liegt, bestätigt sich doch eine eher positive Wirkung der Methode. Für alle späteren Messungen wurde die Pulsung über die volle Zeit eingesetzt - es sei denn, es gab technische Schwierigkeiten mit dem System.

<sup>8</sup>Die letzte Ausheizperiode lag z.B. schon länger zurück.



**Abbildung 3.11: Teildatensätze der Messungen Q6 und Q7: Mit und ohne Pulsung (aus [Bor02]).** Dargestellt sind für die Messungen Q6 und Q7 jeweils das Fitergebnis des Parameters  $m_\nu^2$  in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls  $E_{low}$ . Die Datensätze sind aufgeteilt in den Teil, bei dem während der Messpausen Hochfrequenzpulse auf eine Elektrode gegeben worden sind, und den Teil, bei dem dieses nicht durchgeführt wurde. Die Vorgehensweise erfolgte während der gesamten Messphase im zweitägigen Wechsel. Die Fehlerbalken geben den Gesamtfehler an. Die Resultate aus verschiedenen großen Fitintervallen eines Datensatzes sind hochgradig miteinander korreliert.

### 3.4.2 Mögliche Quellen für Untergrundelektronen

Da die Untergrundzählrate als freier Fitparameter direkt in die Auswertung mit eingeht und somit auch mit dem Parameter Massenquadrat korreliert ist, ist es von großer Bedeutung den Wert möglichst genau zu kennen und vor allem dafür zu sorgen, dass die Rate über die Zeit der Tritiummessung so konstant wie möglich bleibt. Die Schwankungen, die die Untergrundzählraten aufweisen, sind zum Teil nicht mit der Annahme von statistisch unabhängig verteilten Ereignissen vereinbar. Das Verständnis des Untergrundes des Mainzer Spektrometers ist also von entscheidender Bedeutung für die Analyse der Tritiumdaten. Im Laufe der Jahre haben sich eine ganze Reihe von Arbeiten mit der Untersuchung und Reduzierung des Untergrundes am Mainzer Spektrometer beschäftigt. (Im Einzelnen sind das die Referenzen: [Pic92], [Gro92], [Prz95], [Gol95], [Bar97], [Bor00], [Ulr00], [Sch01], [Mül02].) In den beiden zuletzt genannten Arbeiten, die innerhalb des Zeitrahmens dieser Arbeit entstanden, werden Elektronen gezielt im Volumen und an der Oberfläche erzeugt und in ihrem Verhalten untersucht und beeinflusst. Es ist nicht möglich und auch nicht nötig diese Arbeiten hier vollständig wiederzugeben. Es sollen nur kurz die wesentlichen Ergebnisse vorgestellt werden. Es sollte noch erwähnt werden, dass auch noch entstehende Arbeiten wie [Fla04], [Schw04], [San03] sich mit diesem Thema beschäftigen.

Die erste wichtige Frage beim Ziel der Reduzierung des Untergrundes ist herauszufinden, durch welche Prozesse Untergrundelektronen entstehen. Dafür gibt es mehrere Möglichkeiten:



- Aus dem zu analysierenden Volumen durch Ionisation oder Tritiumzerfall. Wenn auf irgendeinem Wege Tritiummoleküle in den Spektrometertank gelangen, dann werden diese dort zerfallen und Untergrund erzeugen. Seit 1997 wird mit Hilfe des magnetischen Krümmers, der automatischen Ventile und des Experimentüberwachungssystemes (siehe Abschnitt 2.6) das Eindringen von Tritium in den Spektrometerbereich stark unterdrückt <sup>9</sup>.
- Indirekter Untergrund von den Spektrometerwänden oder den Elektroden. Es besteht die Möglichkeit, dass durch Wechselwirkung kosmischer Strahlung mit dem Spektrometermaterial - vorzugsweise den Elektroden, ebenfalls Untergrundelektronen erzeugt werden.
- Elektronen aus Fallen und Plasmabildung. Ein MAC-E-Filter hat mehrere Möglichkeiten Teilchen zu speichern. Wenn diese gespeicherten Elektronen durch Stöße mit dem Restgas ihre Fallen verlassen, können sie zum Detektor gelangen und Untergrund verursachen. Außerdem produzieren sie Sekundärelektronen.
- Direkt von Spektrometerwänden oder Elektroden. Auf den Elektroden können sich kleine Spitzen bilden, die dafür sorgen, dass lokal die Feldstärke stark ansteigt, was zu Emissionen von Elektronen führt.
- Direkte Umgebungsstrahlung im Bereich des Detektors. Radioaktive Verunreinigungen in der Nähe des Detektors sowie kosmische Strahlung produzieren Untergrund, der aber durch ausgewählte Materialien und eine Bleiabschirmung stark unterdrückt wird. Für das Mainzer Experiment ist dieser Beitrag mit etwa 1 mHz im interessierenden Energiebereich sehr gering.

Das Prinzip des MAC-E-Filters hilft grundsätzlich durch einige seiner Eigenschaften Untergrund zu unterdrücken. Im Idealfall schirmt das magnetische Führungsfeld Elektronen vom Detektor ab, die von den Wänden oder den Elektroden starten, solange der magnetische Fluss, der Quelle und Detektor verbindet kein Material berührt und Elektronen streng adiabatisch entlang der Magnetfeldlinien geführt werden. Außerdem haben von der Quelle stammende Elektronen, die eine geringere Energie als das Filterpotential aufweisen, aufgrund von Energieerhaltung keine Chance zum Detektor zu gelangen. Leider sind die Bedingungen in der Realität nicht ideal. Es gibt viele Parameter, die die Speicherbedingungen und Untergrundquellen und damit natürlich auch die Untergrundzählrate beeinflussen.

---

<sup>9</sup>In Rahmen der Diplomarbeit von J.-P. Schall [Sch01] sind Messungen durchgeführt worden, die trotzdem Hinweise auf eine leichte Kontamination des Ventiltellers des quellseitigen automatischen Ventils am Spektrometertank mit Tritium geben.

- Magnetfeldstärke  
(beeinflusst magnetische Reflektionsbedingungen, Zyklotronradien der  $e^-$  und Adiabasiebedingungen)
- Vakuumbedingungen  
(mittlere freie Weglänge, Restgaszusammensetzung)
- Hochspannung und Oberflächenbedingungen der Elektroden  
(Feldemission, Mikroentladungen (Sparks))
- Elektromagnetisches Design  
(Zusammenwirken von elektrischen und magnetische Feldern, Dimensionen des Spektrometertanks)

Vor allem das Zusammenspiel all dieser Parameter ist nicht besonders gut verstanden, also ist der Ansatz zunächst alle Einflüsse einzeln zu testen.

Die Abbildung 3.12 zeigt typische Untergrundspektren für die einzelnen Detektorsegmente, wie sie im Vorfeld der Messung Q11 (September 2001) aufgenommen wurden. Man erkennt deutlich einen einzigen Hauptpeak, dessen mittlere Energie genau bei 18.6 keV - dem Filterpotential - liegt. Dabei handelt es sich um Elektronen, die mit niedriger Energie im zu analysierenden Volumen erzeugt werden und dann durch das Filterpotential zum Detektor beschleunigt werden. Die Untergrundelektronen können mit der verwendeten Detektortechnologie energetisch nicht von Signalelektronen unterschieden werden.

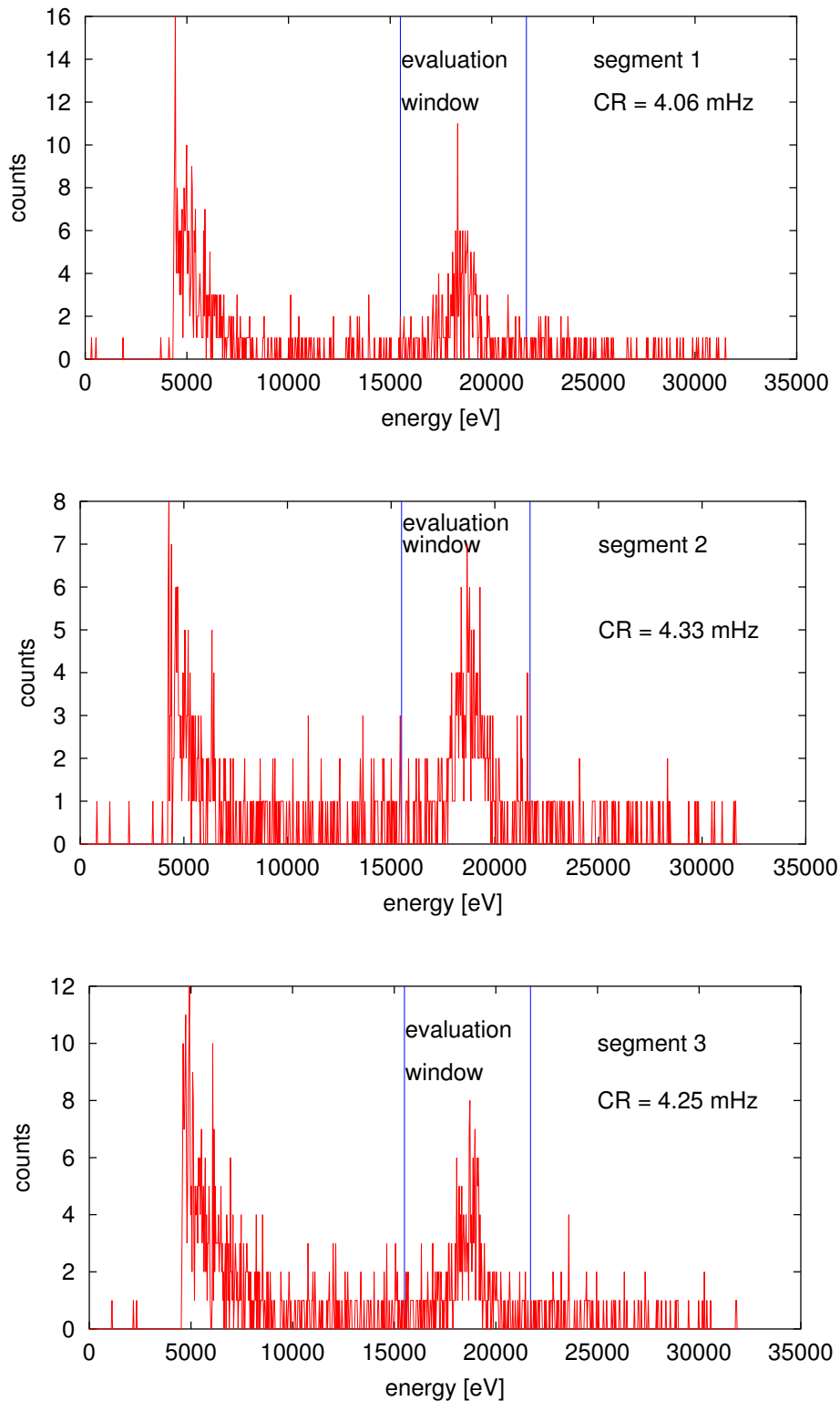
### 3.4.2.1 Gespeicherte Teilchen

In einem MAC-E-Filter ist es auf verschiedene Arten möglich Teilchen zu speichern. Diese Möglichkeiten und die Idee zur Entleerung von Fallen mit Hilfe eines Dipols sind ausführlich in den Diplomarbeiten von Thomas Thümmeler [Thü02] und Beatrix Müller [Mül02] beschrieben. Die Möglichkeiten sollen hier nur kurz der Vollständigkeit halber erwähnt werden.

Für die Untergrundproblematik sind vor allem die gespeicherten Elektronen<sup>10</sup> von Bedeutung. Denn wenn durch Stöße mit dem Restgas oder nicht adiabatische Bedingungen die Speicherbedingungen gestört werden, können diese Elektronen auf den Detektor gelangen und die Untergrundzählrate erhöhen. Die Solenoide erzeugen wie schon beschrieben ein magnetisches Führungsfeld. Die axiale Flugbahn der Elektronen wird dadurch definiert und die radiale Bewegung wird durch die Größe der Zyklotronradien festgelegt.

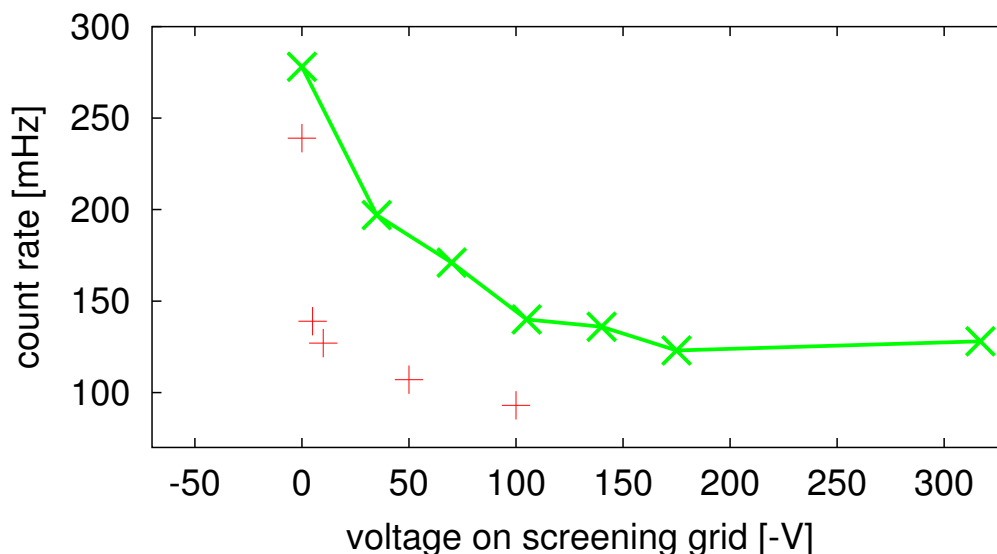
---

<sup>10</sup>Ist ein Elektron z.B für 100 s im Spektrometer gespeichert, so hat es  $10^8$  Oszillationen hinter sich, wenn man bedenkt, dass es für einen einfachen Durchflug etwa eine  $\mu\text{s}$  benötigt.



**Abbildung 3.12: Untergrundspektren der Detektorsegmente 1 bis 3.** Dargestellt sind aufgenommene Spektren für die Detektorsegmente 1 bis 3, die aus einer reinen Untergrundmessung im Vorfeld der Messung Q11 von 61000 s Dauer stammen. Die senkrechten Linien begrenzen den interessierenden Energiebereich von 15 bis 21 keV.

Auf dem Weg von der Quelle hin zur Analysierebene im Zentrum des Spektrometertanks wird transversale kinetische Energie in longitudinale kinetische Energie umgewandelt und auf der anderen Seite - dem Weg zum Detektor - umgekehrt. Das stärker werdende Magnetfeld außen wirkt wie ein Spiegel. Die erzeugten Magnetfelder (außen stark, innen schwach) wirken wie eine magnetische Flasche. Alle Teilchen können an den Seiten (Spektrometereingang und Spektrometerausgang) magnetisch reflektiert werden. Es ist auch denkbar, dass ein Teilchen außen magnetisch reflektiert wird und in der Mitte nicht mehr genügend Energie besitzt, um das Analysierpotential zu überwinden und somit elektrisch reflektiert wird. Im Aufbau Mainz II gab es - wie in Abbildung M (Anhang M) zu sehen - viele kleine Elektroden, in deren Ecken sich kleine penningartige Fallen ausbilden können. Darunter ist das Zusammenwirken von magnetischem und elektrischem Feld in der folgenden Weise zu verstehen: Kreuzt eine magnetische Feldlinie eine elektrische Äquipotentiallinie zweimal so, dass sie über eine Sattelfläche des elektrischen Potentials verläuft, dann entsteht in diesem Bereich ein Potentialminimum entlang der Magnetfeldlinie. Elektronen, die nicht über genügend Energie verfügen, um dieses Potential zu überwinden, können gespeichert werden.



**Abbildung 3.13: Untergrundzählraten in Abhängigkeit der am Schirmgitter angelegten Spannung.** Dargestellt sind für mehrere reine Untergrundmessungen des Jahres 2002 die Untergrundzählraten in Abhängigkeit von der am Schirmgitter angelegten Spannung. Für die geraden Kreuze (rot) handelt es sich um eine Messreihe bei der zusätzlich Hochfrequenzpulse auf eine Erdelektrode gegeben wurden. Die Messreihe, die mit schrägen Kreuzen und Linie (grün) dargestellt ist, war die erste. Beide fanden bei einem Magnetfeld von 1.8 T in den Solenoiden statt. Für höhere Magnetfelder und damit besserer magnetischer Abschirmung wurden wesentlich geringere Zählraten erreicht.

### 3.4.3 Maßnahmen zur Untergrunduntersuchung

Im Rahmen der Diplomarbeit von Beatrix Müller [Mül02] wurde das Elektroden-system modifiziert. Die Apparatur Mainz II wurde in Mainz III umgebaut; in Anhang M ist für beide Versionen das Elektroden-system schematisch dargestellt. Dabei erfolgten wesentliche Änderungen, die systematische Untergrunduntersuchungen erlauben:

- Einbau einer Schirmelektrode im zentralen Bereich des Spektrometertankes, die separat mit Spannung versorgt werden kann. Es handelt sich dabei um eine ca. 1 m lange, zylinderförmige Elektrode, bei der Drähte <sup>11</sup> auf eine Stützkonstruktion gespannt sind. Sie deckt den gesamten Bereich der zentralen Elektrode  $E_0$  ab. Das Schirmgitter ist in vier Segmente unterteilt und kann somit auch als Dipol <sup>12</sup> betrieben werden.
- Entfernen aller kleinen Elektroden (4-13) und damit auch einem Großteil der Möglichkeit für die pennigartigen Fallen <sup>13</sup>.
- Einbau von Erdelektroden, die jeweils aus einem Trichter und einem geraden Teil (Zylinder) bestehen.
- Neues Design für Elektrode E3 (aus Platzgründen).

Um genauere Untersuchungen für das Speicherverhalten von MAC-E-Filtern durchzuführen, wurden ebenfalls im Rahmen der Diplomarbeit von B. Müller und später im Rahmen der Doktorarbeit von B. Flatt künstlich gespeicherte Teilchen erzeugt, die durch Zerfall von  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  im Spektrometertank entstehen. Damit erhält man eine verlässliche Untergrundquelle mit Ursprung im Spektrometervolumen, die regulierbar ist und aufgrund der geringen Lebensdauer von  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  auch schnell wieder entfernt werden kann. Das Schirmgitter kann so mit Spannung versorgt werden, dass es als Dipol wirkt und mit Hilfe der  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift gespeicherte Teilchen auf die Wände befördert. Die prinzipielle Funktion wurde erfolgreich getestet (siehe [Mül02]). Im Rahmen der Doktorarbeit von B. Flatt folgen genaue Untersuchungen zu Speicherzeiten und Häufungen in der Ereignisrate von Kryptonmessungen [Fla04].

Das Schirmgitter ist vor allem im Betrieb als Monopol, der für Elektronen, die von den Oberflächen der darunter liegenden Elektroden oder Wände starten, als

---

<sup>11</sup>Der Vorteil in der Verwendung von Drähten als Elektrodenmaterial liegt darin, dass das im Spektrometer vorhandene Material minimiert wird, da es ebenfalls eine Untergrundquelle darstellt.

<sup>12</sup>Vom mechanischen Design ist sogar ein Quadrupolbetrieb möglich, der allerdings bisher nicht zum Einsatz kam.

<sup>13</sup>Es gibt noch wenige aber deutlich kleinere Ecken, in denen die Fallenbildung möglich ist.

abstoßendes Potential wirkt, ein starkes Mittel zur Unterdrückung von Untergrundzählrate <sup>14</sup>. Damit war es möglich nachzuweisen, dass ein erheblicher Teil des verbleibenden Untergrundes von den Oberflächen des Spektrometers und den Elektroden stammt. Ein angelegtes negatives Retardierungspotential von etwa 100 V reichte aus, um die Untergrundzählrate deutlich zu reduzieren. Somit wird auch verständlich, warum die Behandlung der Oberflächen im Vorfeld der Messung durch Konditionieren einen großen Einfluss auf das Untergrundverhalten während einer Messphase hat (siehe dazu auch Kapitel 7). Die ersten Messreihen <sup>15</sup> der Untergrundzählrate gegenüber der am Schirmgitter angelegten Spannung sind in Abbildung 3.13 dargestellt. Mit den Einstellungen dreifaches Magnetfeld (5.1 T im Vergleich zu 1.8 T während der Tritiummessungen) und Schirmgitter auf 175 V negativerem Potential ergab sich in einer Messung von 18000 s Dauer die niedrigste je gemessene Untergrundzählrate von 5.3 mHz als Summe der ersten drei Detektorsegmente im Energiebereich 15-21 keV.

#### 3.4.3.1 Myonkoinzidenzmessungen am Mainzer Spektrometer

Die Frage wie groß der Einfluss von Myonen als Untergrundquelle ist, zieht sich durch mehrere Arbeiten. Sowohl in [Ulr00] als auch in [Sch01] finden sich Abschätzungen, dass der Beitrag mit bis zu 10 mHz praktisch den gesamten Anteil am Restuntergrund in Mainz ausmachen könnte.

Die erste Messung im Rahmen der neuen KATRIN-Kollaboration (siehe Kapitel 9), an der verschiedene Kollaborationspartner beteiligt waren (FZK-MZ-Bonn), wurde im Rahmen der Doktorarbeit von Frank Schwamm [Schw04] am Mainzer Spektrometer durchgeführt. Vier Myon-Veto-Zähler vom ehemaligen KARMEN-Experiment wurden rund um den Spektrometertank angebracht und deren Datenaufnahmesystem mit dem des Mainzer Detektors gekoppelt. Es wurden gleichzeitig alle Untergrundereignisse im Mainzer Detektor und alle Myonereignisse in den Veto-Zählern abgespeichert. Mit Hilfe der entsprechenden Software wurden zur Auswertung nur solche Ereignisse berücksichtigt, die in zwei Myon-Vetozählern und in direktem zeitlichen Zusammenhang mit einem Untergrundereignis stattfanden. Dabei handelte es sich stets um prompte Ereignisse, die in einem schmalen Zeitfenster auftraten. Für diese prompten Ereignisse wurde auch gezeigt, dass sie durch den Einfluss des Schirmgitters erheblich unterdrückt werden. Die Beschreibungen befinden sich dann in [Schw04]. Verzögerte Koinzidenzen wurden im Rahmen dieser Messungen nicht gefunden.

---

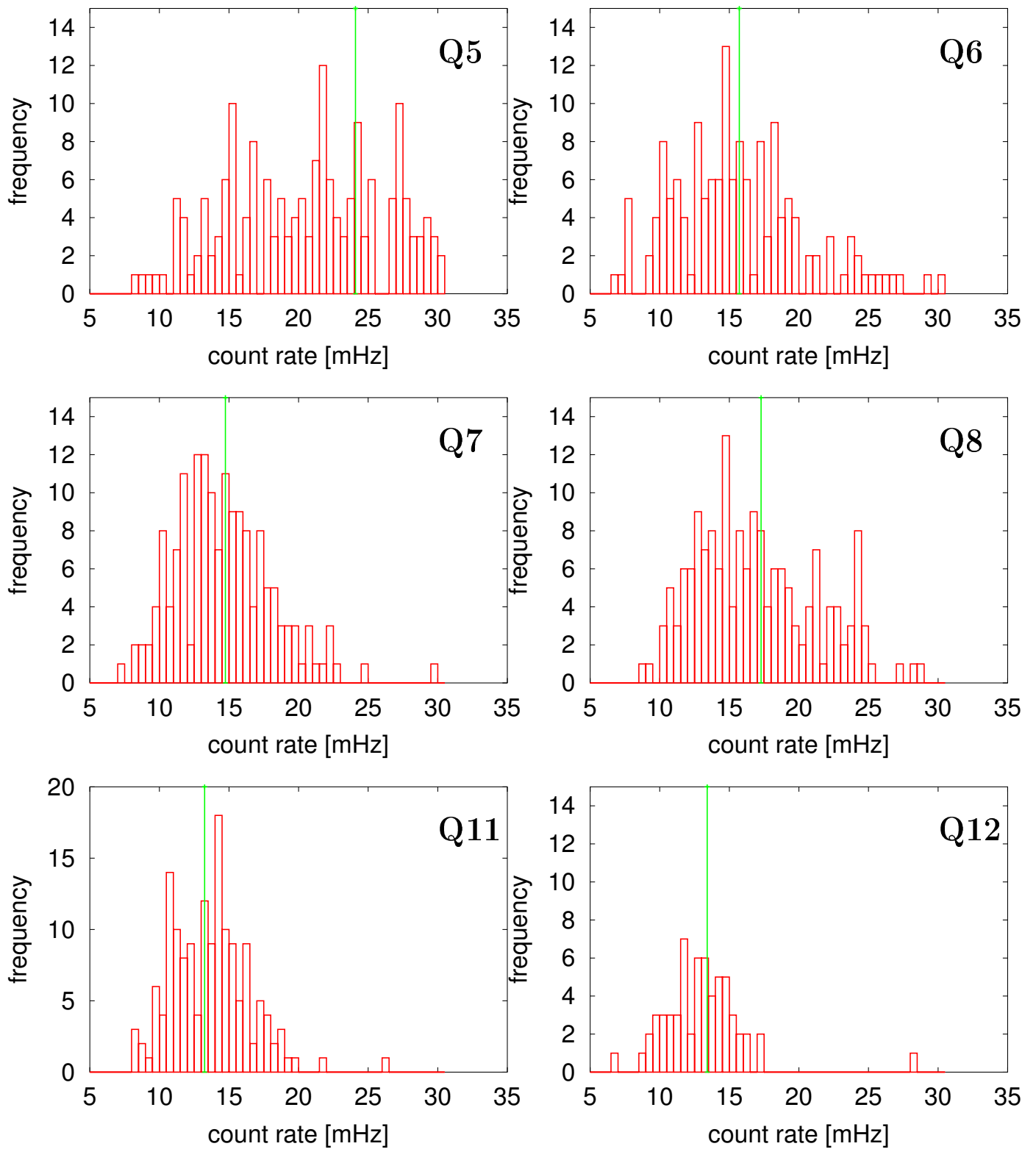
<sup>14</sup>D.h. an das innere Schirmgitter wird eine Spannung angelegt, die gegenüber den Elektroden negativ ist, sodass von den Elektroden startende Elektronen abgestoßen werden und auf die Wände treffen. Sie haben somit keine Chance zum Detektor zu gelangen.

<sup>15</sup>Im Jahr 2003 kam in Form einer Röntgenröhre ein weiteres Mittel hinzu, dass dedizierte Untergrundexperimente in relativ kurzer Zeit erlaubt, weil sie als lokalisierte starke Untergrundquelle einsetzbar ist. Die Messung der Schirmgitterabhängigkeit der Untergrundzählrate wurde damit im April 2003 wiederholt und zeigt den gleichen Verlauf.

### 3.4.4 Der Untergrund während der Tritiummessphasen

Der Untergrund während einer Tritiummessphase kann aus den oberhalb des  $\beta$ -Spektrums liegenden Messpunkten gewonnen werden. Da diese auch in jedem Durchlauf vorkommen, wird das Untergrundniveau in gleichen Zeitabständen immer wieder bestimmt und es ist möglich, größere Schwankungen zu erkennen. Für die Anpassungsfunktion wird der Wert des Untergrundes, der aus all diesen Einzelmessungen ermittelt wird, als konstant angenommen. Daraus ergibt sich die Forderung nach einem möglichst stabilen Untergrund, damit der Mittelwert aus den Einzelmessungen auch das tatsächliche Untergrundniveau widerspiegelt. Auswirkungen auf die Auswertung im Hinblick auf  $m_\nu^2$  haben zeitliche Schwankungen, die in der Größenordnung von der Dauer eines Durchlaufes liegen, weil dann für unterschiedliche Messpunkte unterschiedliche Zählraten vorliegen; sehr langsame Schwankungen und sehr schnelle Schwankungen sind nicht von Bedeutung. In Abb. 3.14 sind die Untergrundwerte während der Tritiummessungen Q5-Q8, Q11 und Q12 als Histogramme dargestellt, wobei jeder Eintrag acht Durchläufe enthält. Man erkennt deutlich, dass die Verteilungen für die Messungen Q5-Q8 etwa 20 mHz breit sind, für Q11 und Q12 hingegen nur etwa 10 mHz.

Auch für eine Abhängigkeit der Untergrundzählrate von der an der Quelle angelegten Spannung  $U_S$ , wäre die Beschreibung durch einen konstanten Untergrund nicht mehr korrekt und würde das Ergebnis für  $m_\nu^2$  verändern. Anhand von Vergleichen mit reinen Untergrundmessungen ohne die Anwesenheit von Tritium kann gezeigt werden, dass für die Messungen mit der Apparatur Mainz II keine deutliche Erhöhung erkennbar ist. Die Untergrundzählraten schwanken aber um einige mHz über die Zeit, also kann eine Erhöhung um 2-3 mHz nicht ausgeschlossen werden, weil sie in den statistischen Schwankungen verschwindet. Die Stabilität des Untergrundes über lange Zeiträume war bei den meisten Tritiummessungen nicht gegeben - zumindest nicht ohne Eingriffe von außen. Bei früheren Messphasen (vor Q5) ist es vorgekommen, dass es zu plötzlichen starken Erhöhungen (mehr als Faktor 100!) der Untergrundzählrate während der Messungen kam, sog. Spikes [Bor00]. Seit der Messphase Q5 und dem damit verbundenen Einsatz der Pulsung sind größere Spikes ausgeblieben. Auf welche Weise genau die Pulsung für das Ausbleiben von großen Spikes sorgt, ist nicht klar. Beim Auftreten von Schwankungen während der Tritiummessphasen wurde ungefähr einmal pro Woche die Messung unterbrochen und eine Konditionierphase eingefügt. Die Erfahrung hat gezeigt, dass auch das Ausheizen der Apparatur einen wichtigen Einfluss auf das Untergrundverhalten hat (siehe Tabelle 3.7). Ganz deutlich wird das, wenn man die Messungen der Jahre 2000 und 2001 vergleicht. Die Messungen von 2001 wurden direkt nach dem Ausheizen der Apparatur durchgeführt und weisen einen sehr niedrigen und stabilen Untergrund (vergleiche auch Kapitel 7) auf, während die Messungen von 2000 erhebliche Schwankungen in der Untergrundzählrate zeigen. In Tabelle 3.7 erkennt man zusätzlich, dass die Ausheizphase im Jahr 2000 mit Abstand die geringste Maximaltemperatur aufweist,



**Abbildung 3.14: Untergrund während der Tritiummessungen.** Dargestellt sind Histogramme der Untergrundverteilung während der Tritiummessungen, wobei die Werte für jeweils 8 Durchläufe errechnet wurden. Enthalten sind alle Durchläufe, unabhängig davon, ob gepulst wurde und unabhängig davon, ob der Durchlauf aus anderen Gründen von der Analyse ausgeschlossen wurde. Die grünen senkrechten Linien geben den Untergrundwert der jeweiligen Anpassung an.



die scheinbar nicht ausreichend war. Für die Messungen des Jahres 1999 kann man gut einen Anstieg der Untergrundzählrate mit der Zeit beobachten, während im Jahr 2000 die Untergrundrate für die späteren Messungen niedriger liegt. Das ist ein weiterer Hinweis darauf, dass das Ausheizverfahren nicht erfolgreich war.

**Tabelle 3.7: Mittlere Untergrundzählraten der Messungen Q2-Q12.** In der Tabelle sind die mittleren Untergrundzählraten für die Messungen Q2 - Q12 aufgelistet. Dabei wurden jeweils die in der Anpassung erhaltenen Zahlen für die letzten 70 eV gewählt. Alle nicht analysierten Durchläufe blieben unberücksichtigt. Außerdem ist in der dritten Spalte jeweils der Zeitpunkt der vorangegangenen Ausheizphase angegeben. Dabei handelt es sich stets um die Ausheizprozedur des Spektrometers und die damit verbundene Aktivierung der SAES-Getter im Inneren.

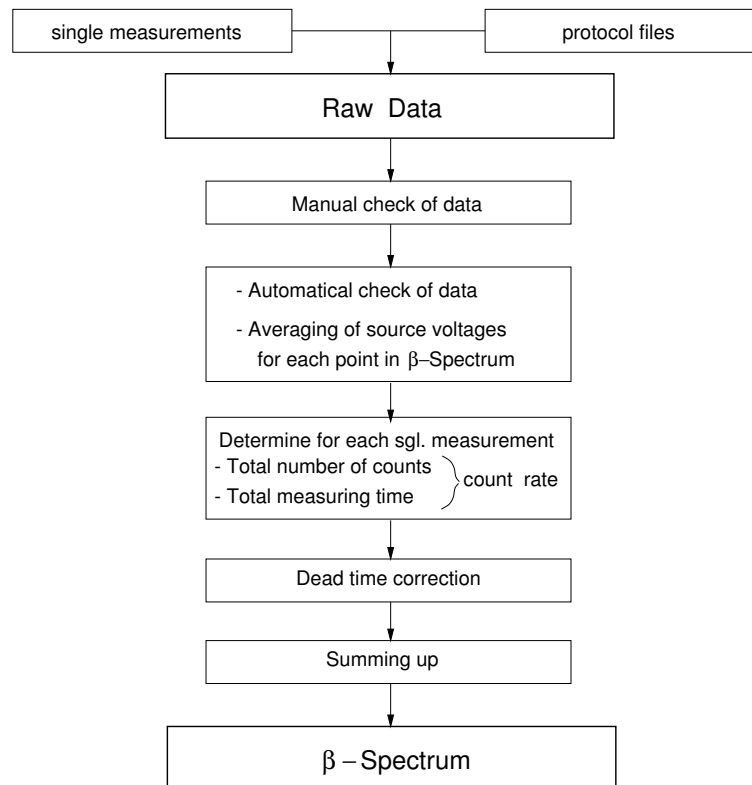
| Messung | Datum           | vorheriges Ausheizen | $T_{max}$ [C°] | Zeit | Zählrate [mHz] |
|---------|-----------------|----------------------|----------------|------|----------------|
| Q2      | 22-07.-17.08.97 | 28.12.96-06.01.97    | 416            | 10 h | $16.7 \pm 0.3$ |
| Q3      | 14.02.-16.03.98 | “                    | “              | “    | $12.7 \pm 0.2$ |
| Q4      | 05.06.-13.07.98 | 24.03.-30.03.98      | 419            | 4 h  | $11.7 \pm 0.2$ |
| Q5      | 30.10.-14.12.98 | “                    | “              | “    | $21.6 \pm 0.2$ |
| Q6      | 11.04.-18.05.99 | 01.03.-09.03.99      | 394            | 4 h  | $12.5 \pm 0.2$ |
| Q7      | 20.05.-17.06.99 | “                    | “              | “    | $14.3 \pm 0.2$ |
| Q8      | 22.10.-14.12.99 | “                    | “              | “    | $16.5 \pm 0.2$ |
| Q9      | 19.09.-16.11.00 | 28.03.-06.04.00      | 329            | 28 h | $19.9 \pm 0.2$ |
| Q10-1   | 06.-13.12.00    | “                    | “              | “    | $17.0 \pm 0.4$ |
| Q10-2   | 22.-28.12.00    | “                    | “              | “    | $16.8 \pm 0.4$ |
| Q11     | 24.10.-24.11.01 | 17.08.-24.08.01      | 373            | 15 h | $12.6 \pm 0.2$ |
| Q12     | 24.11.-13.12.01 | “                    | “              | “    | $12.6 \pm 0.3$ |

Insgesamt gilt für alle Messphasen, dass die Schwankungen der Untergrundwerte für die einzelnen Durchläufe größer sind, als dies nach der Statistik zu erwarten wäre. Aus den früheren Messungen weiß man darüber hinaus, dass eine Erhöhung des Untergrundniveaus während einer Tritiummessung gegenüber dem Niveau bei geschlossenem Zugschieber zwischen Spektrometer und Quellbereich - also einer reinen Untergrundmessung - innerhalb der Fehler nicht beobachtet wurde [Bor00]. Diese Tatsache ist für die Auswertung der Tritiummessung nur dann kritisch, wenn der zusätzliche Beitrag durch die Tritiumquelle eine Abhängigkeit von der Quellspannung  $U_S$  aufweist.

Im Rahmen der Diplomarbeit von J.P. Schall wurde mit Hilfe einer “Time-of-Flight”-Messung (TOF) untersucht, ob eine Abhängigkeit der Zählrate von der Quellspannung vorliegt. Damit wurde das TOF-Verfahren, das ausführlich in der Referenz [Bon99] beschrieben ist, erstmals während einer Tritiummessung eingesetzt. Mit diesem Verfahren ist es möglich, durch schnelle Variation der Quell-

spannung  $U_S$  in Verbindung mit geeigneter Aufnahmeelektronik das integrierende Mainzer Spektrometer als Bandpassfilter zu betreiben. Die Untersuchungen ergaben keinen Hinweis auf einen nicht konstanten Untergrund. Für den Anpassungsbereich konnte kein linearer Anstieg gefunden werden. Auch die Suche nach einem sprunghaften Anstieg ab einer bestimmten Stelle blieb erfolglos. Die für die Anpassung gemachten Annahmen eines einzigen konstanten Untergrundbeitrages wurden also bestätigt. Der Untergrund wird also in der Anpassung als unabhängig von  $U_S$  beschrieben.

### 3.5 Aufbereitung der Messdaten und Rohdatenanalyse



**Abbildung 3.15: Schematische Darstellung der Aufbereitung der Rohdaten zum  $\beta$ -Spektrum nach [Bor02].** Dargestellt ist die Abfolge der Auswertungsschritte von den Einzelmessungen bis zur Gewinnung des  $\beta$ -Spektrums aus den Rohdaten. Die Erläuterung zu den einzelnen Schritten erfolgt im Text.

In diesem Abschnitt soll nun beschrieben werden, wie man aus vielen kleinen Einzelmessungen von jeweils 20 s ein einziges Datenfile erzeugt, welches dann mit

der Anpassungsfunktion analysiert werden kann. Darin sind dann die nötigen Informationen zur Bestimmung des Parameters Neutrinomassenquadrat enthalten. Für eine Messung mit 45 verschiedenen Messpunkten von 20 s Dauer werden pro Messtag für jeden Messpunkt ca. 80 Einzelmessungen (also ungefähr 3600 insgesamt) erzeugt. Die Informationen zu ungefähr 700 Einzelmessungen werden dabei im gleichen PRT-File <sup>16</sup> zusammengefasst. Anhand der PRT-Files ist es möglich, die Rohdaten gründlich auf Störungen und Fehler hin zu überprüfen. Das geschieht in mehreren Schritten.

Zuerst werden alle Durchläufe, in denen bekannte Störungen, die einen Alarm ausgelöst haben (Schließen der Ventile), vorlagen oder die aus anderen Gründen nicht vollständig durchlaufen worden sind, von vorneherein ausgeschlossen. Der schematische Ablauf der Datenaufbereitung ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Sie erfolgt im Wesentlichen in den folgenden vier Schritten:

- **Erzeugung eines Rohdatenfiles.**

Wie schon angedeutet, sollen im ersten Schritt die einzelnen Messungen und das Protokollfile in einem handhabbaren Format zusammengefasst werden. Dabei wird auch schon das für die Auswertung relevante Energiefenster von 15-21 keV gesetzt. Es entsteht eine große Tabelle mit 25 Spalten und der Anzahl an Zeilen, die der Anzahl der Einzelmessungen entspricht. Die Tabelle enthält alle Informationen, die zur Beurteilung der Qualität der Daten nötig sind. Allerdings gehen dabei die Informationen zur Differenzzeit der Ereignisse sowie die genaue Energielage der Einzelereignisse verloren. Benötigt man diese Informationen später, muss man auf die Einzelmessungen zurückgreifen.

- **Manuelle Überprüfung der Rohdaten.**

Bei der auf diese Weise erzeugten Tabelle handelt es sich um ein Rohdatenfile, das einige MB groß ist. Mit dem Programmpaket “PAW” des CERN [PAW95] kann man beliebige Kombinationen von Spalten grafisch darstellen und Schnitte setzen, sodass es relativ einfach ist, größere Störungen (z.B. plötzliche Zählratenanstiege) oder ungewöhnliche Effekte zu erkennen. Die statistische Verteilung der Messwerte und die Stabilität der Daten lassen sich so ebenfalls gut kontrollieren. Unerlässlich ist die manuelle Kontrolle bei der Suche nach Effekten, die einen Hinweis auf bisher unentdeckte Probleme liefern.

- **Automatische Filterung der Rohdaten.**

Manche Fehler im Datenaufnahmesystem (z.B. Lesefehler des Spannungsmessgerätes) treten immer wieder auf und können durch Programme identifiziert werden. Die automatische Filterung der Daten erfolgt durch das

---

<sup>16</sup>Dabei steht PRT für Protokoll und darin sind alle zur Analyse benötigten Informationen abgespeichert.

sog. “CUT”-Programm, das die Einträge des Rohdatenfiles nach zuvor festgelegten Kriterien untersucht und die Bezeichnung der Datensätze extrahiert, die den Kriterien nicht entsprechen. Die Entscheidung, die Datensätze vor der Weiterverarbeitung der Daten zu verwerfen, bleibt dem Anwender überlassen. Die folgenden Kriterien wurden bei der Filterung der Rohdaten angewandt:

- Variation der Quellspannung  $U_S$ :  
Zur Überprüfung der Variation der Quellspannung werden zwei Kriterien angewendet. Beide beruhen auf der Bestimmung von Abweichungen. Einmal wird die Abweichung der mittleren Quellspannung  $U_S$  jeder Einzelmessung von dem Mittelwert der Quellspannung aller Einzelmessungen  $\overline{U_S}$  betrachtet, die zu diesem Quellspannungswert gehören. Außerdem wird als zweites die Differenz zwischen dem minimalen und dem maximalen Wert der Quellspannung jeder Einzelmessung ( $U_{S,\max} - U_{S,\min}$ ) gebildet. Bevor die Filterkriterien angewendet werden, wird mit Hilfe des CUT-Programmes der Wert von  $\overline{U_S}$  bestimmt. Um einzelne sehr große Abweichungen früh zu erkennen, wird die Filterung in zwei Schritten durchgeführt. Erst mit sehr “weichen” Kriterien (typischerweise  $|U_S - \overline{U_S}| < 10 \text{ V}$ ), um diese Messungen auszusortieren. Anschließend wird dann die eigentliche Filterung mit den Kriterien  $|U_S - \overline{U_S}| < 0.1 \text{ V}$  und  $U_{S,\max} - U_{S,\min} < 0.1 \text{ V}$  durchgeführt, die betroffenen Einzelmessungen werden ebenfalls verworfen. Da große Ausreißer schon im ersten Schritt entfernt werden, wird durch die zweistufige Prozedur verhindert, dass der Mittelwert verfälscht wird. Dadurch wird sichergestellt, dass Zählratenfehler aufgrund von Quellspannungsfehlern gegenüber den Zählratenfehlern durch die Statistik vernachlässigbar sind.
- Lesefehler der Präzisionsspannungsmessgeräte für die Quellspannung  $U_S$  und die Spektrometerspannung  $U_0$ :  
Einzelne Lesefehler von  $U_0$  stellen für die Messung keine direkte Gefahr dar. Man kann aufgrund der Erfahrungen davon ausgehen, dass  $U_0$ , das ja während der Messung nicht variiert wird, über diese kurzen Zeiträume stabil bleibt (vgl. Abb. 2.7). Treten solche Lesefehler allerdings sehr häufig in einem Durchlauf auf, so wird dieser aus Sicherheitsgründen verworfen. Lesefehler von  $U_S$  sind problematischer, da keine Kontrolle über die tatsächlich anliegende Quellspannung gegeben ist. Die betroffenen Einzelmessungen werden daher verworfen. Die zuletzt genannten Lesefehler von  $U_S$  sind selten und betreffen deutlich weniger als 1% aller Messungen.
- Anzahl der PUR-Signale <sup>17</sup>:

---

<sup>17</sup>PUR steht für “pile up rejector” und diese vermerken, wenn zwei Ereignisse so kurz aufein-

Es wurden alle Einzelmessungen verworfen, bei denen mehr als 10 PUR-Signale aufgetreten sind (vgl. Abschn. 2.5).

– Nullereignisse:

Bei einigen wenigen Einzelmessungen kommt es vor, dass das Datenaufnahmesystem aus bisher noch unbekannten Gründen keine Ereignisse registriert<sup>18</sup>. Mit Hilfe eines Pulsers, der in das vierte Segment der Datenaufnahme einläuft, können diese Einzelmessungen identifiziert und verworfen werden. Für die Messungen in den Jahren 2000 und 2001 ist dieser Fehler nicht aufgetreten.

Die automatische Filterung der Rohdaten ist besonders bei einer größeren Anzahl von Abweichungen sehr effektiv und spart viel Zeit. Es bleibt aber zu betonen, dass sie die manuellen Kontrollen nicht ersetzen kann, weil sie natürlich nur schon bekannte Probleme behandeln kann.

• **Erzeugung eines Datenfiles.**

Das sog. Datenfile ist die Basis für die weitere Auswertung bezüglich des Neutrinomassenquadrates mit Hilfe der Anpassungsfunktion (siehe Abschnitt 3.3). Er besteht aus den drei Spalten  $|e \cdot U_{\text{retard}}|$ ,  $\dot{N}$ ,  $\Delta\dot{N}$  mit  $U_{\text{retard}} = U_S - U_0$ ,  $\dot{N}$ : Zählrate im Messfenster und  $\Delta\dot{N}$  statistischer Fehler. Die Anzahl der Zeilen des Datenfiles wird von der Anzahl der durch die Messpunktverteilung vorgegebenen Energiewerte bestimmt. Für jede Einzelmessung wird die Anzahl der Ereignisse im gesetzten Energieauswertefenster bestimmt und dieser Wert dann totzeitkorrigiert<sup>19</sup>. Alle Einzelmessungen, die zum gleichen Energiewert der Messpunktverteilung gehören, werden addiert. Abbildung 3.16 zeigt beispielhaft einen auf diese Weise erzeugten Datensatz für die Messphase Q11.

Mit diesem Datenfile<sup>20</sup> ist es nun möglich, die Anpassung an das theoretische Tritium- $\beta$ -Spektrum im Hinblick auf die Neutrinomasse durchzuführen. Die Er-

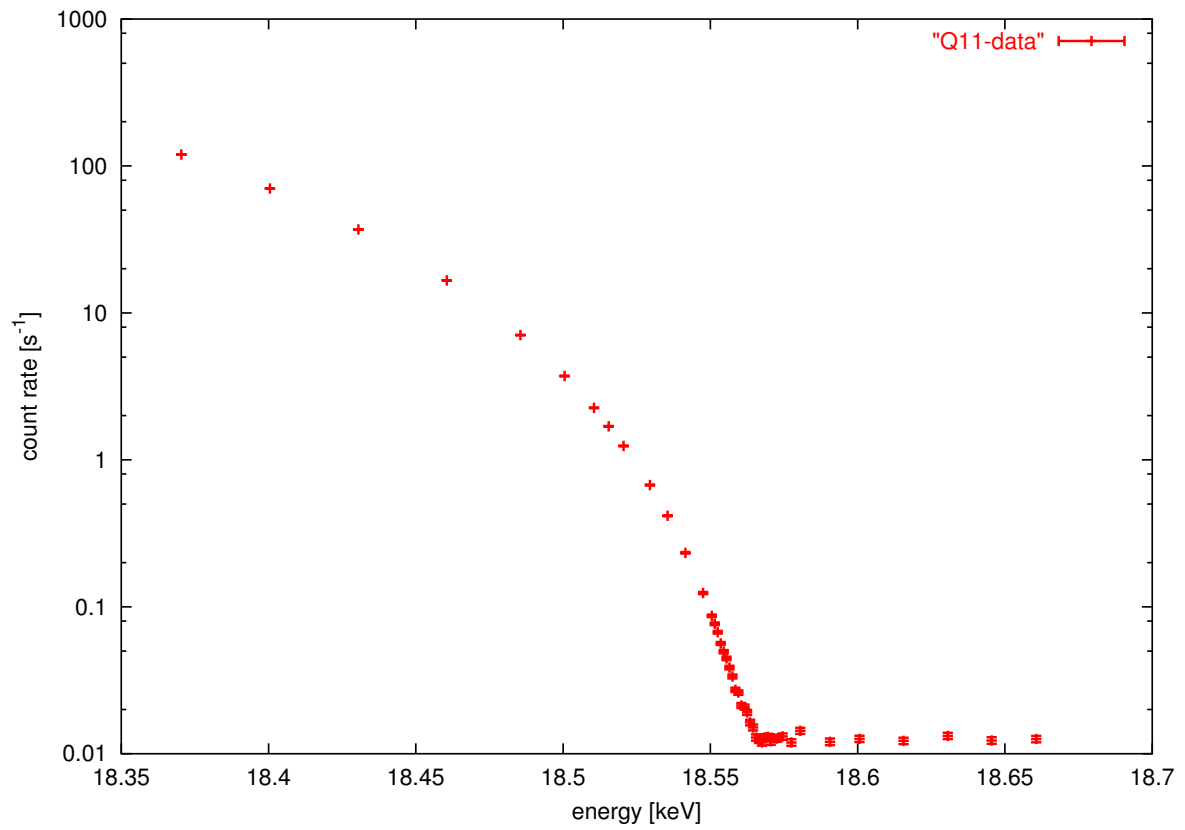
---

ander folgen ( $< 100$  ns), dass sie am Ausgang des Hauptverstärkers als Summensignal auftraten.

<sup>18</sup>Für die Messphasen Q6, Q7 und Q8 kamen nach Referenz [Bor02] insgesamt sechs Nullereignisse bei über 200000 Einzelmessungen vor, für die späteren Messungen Q11 und Q12 keine mehr.

<sup>19</sup>Eine ausführliche Untersuchung der Totzeitproblematik des in Mainz verwendeten Datenaufnahmesystems ist in Referenz [Kub92] zu finden. Die Totzeit ist in der Referenz [Bar97] zu  $\tau = 63 \pm 2 \mu\text{s}$  bestimmt worden. Für die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Messung beträgt die Totzeit allerdings nur noch  $\tau = 50 \pm 2 \mu\text{s}$ , weil der Messrechner durch einen schnelleren ersetzt wurde.

<sup>20</sup>Für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Tritiummessungen (Q9-Q12) wurde die Rohdatenanalyse vorgenommen. Für alle früheren Messungen wurde stets mit dem im Rahmen früherer Arbeiten erstellten Datenfile gearbeitet. Für die in Kapitel 8 vorgestellte Gesamtanalyse werden die Messungen Q5 (Rohdatenanalyse im Rahmen von [Bor00]) und Q6-Q8 (Rohdatenanalyse im Rahmen von [Bor02]) benötigt.



**Abbildung 3.16: Beispiel eines gemessenen Datensatzes anhand der Messphase Q11.** Dargestellt ist die Zählrate im Messfenster (15-21 keV) als Funktion der Energie der  $\beta$ -Elektronen. Die Fehlerbalken sind kleiner als die Symbole.

gebnisse dieser Anpassungen für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen werden im Kapitel 6 und 7 beschrieben.

# Kapitel 4

## Systematische Effekte und ihre Unsicherheiten im Mainzer Experiment

Im folgenden Kapitel werden die systematischen Unsicherheiten für die Tritiummessungen am Mainzer Spektrometer beschrieben. Die meisten eingehenden Unsicherheiten hängen mit den Eigenschaften der festen Quelle zusammen. Einige der Effekte treten in dieser Weise auch nur in der speziellen Form der Festkörperquelle, wie sie in Mainz benutzt wird, auf. Außerdem wird der Einfluss dieser Unsicherheiten auf die Auswertung der Daten und die Anpassung - und damit auch auf den Wert des Neutrinomassenquadrates - dargestellt. Auf die systematischen Unsicherheiten einer Gasquelle wird im Folgenden nicht weiter eingegangen.

### 4.1 Energieverluste der Elektronen im Quellfilm

Beim  $\beta$ -Zerfall entstehen die Elektronen überall im Quellfilm, d.h. sie passieren zunächst kleinere oder größere Teile des Quellfilms, in dem sie durch inelastische Stöße Energie verlieren können. Das führt dazu, dass diese Elektronen - falls sie nachgewiesen werden - den Detektor mit einer geringeren als ihrer Startenergie erreichen. Die Form des Tritium- $\beta$ -Spektrums wird somit verändert und dies gilt es in der Anpassungsfunktion zu berücksichtigen. Der Energieverlust  $f_{loss}$  wird beschrieben durch den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  und den energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ :

$$f_{loss}(\varepsilon) = P_0 \cdot \delta(\varepsilon) + \sum_i \frac{P_i}{\sigma_{tot}^i} \cdot \underbrace{\frac{d\sigma}{d\varepsilon} \otimes \dots \otimes \frac{d\sigma}{d\varepsilon}}_{i-fache Faltung} \quad (4.1)$$

mit:

$\varepsilon$  : Energieverlust

$P_i$  : Wahrscheinlichkeit für  $i$ -fache Streuung im Tritiumfilm

$\sigma_{tot}$ : Totaler inelastischer Wirkungsquerschnitt

$\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$  : Energiedifferentieller Wirkungsquerschnitt

Die Energieverlustfunktion wurde in Mainz mit Hilfe der K32 Konversionslinie des Isotopes  $^{83m}\text{Kr}$  unter abschreckend kondensierten Deuteriumfilmen bestimmt. Es wurden mehrere Deuteriumfilme unterschiedlicher Dicke gefroren, die jeweils eine Submonolage Krypton bedeckten. Die Messmethode wird ausführlich in der Veröffentlichung [Ase00] beschrieben. Diese Methode eignet sich deshalb, weil die Energie der Konversionselektronen mit 17.8 keV sehr nahe am Endpunkt des Tritium- $\beta$ -Spektrums (18.6 keV) liegt. Außerdem wurde die Struktur von abschreckend kondensierten Deuteriumfilmen detailliert untersucht, da sie der der Tritiumfilme sehr ähnlich ist. Die ausführlichen Beschreibungen finden sich in [Bor00, Bor02]. In Abbildung 4.1 ist nach [Ase00] die Energieverlustfunktion zum einen für gasförmiges Tritium und zum anderen für abschreckend kondensiertes Deuterium dargestellt. Man erkennt die signifikanten Unterschiede:

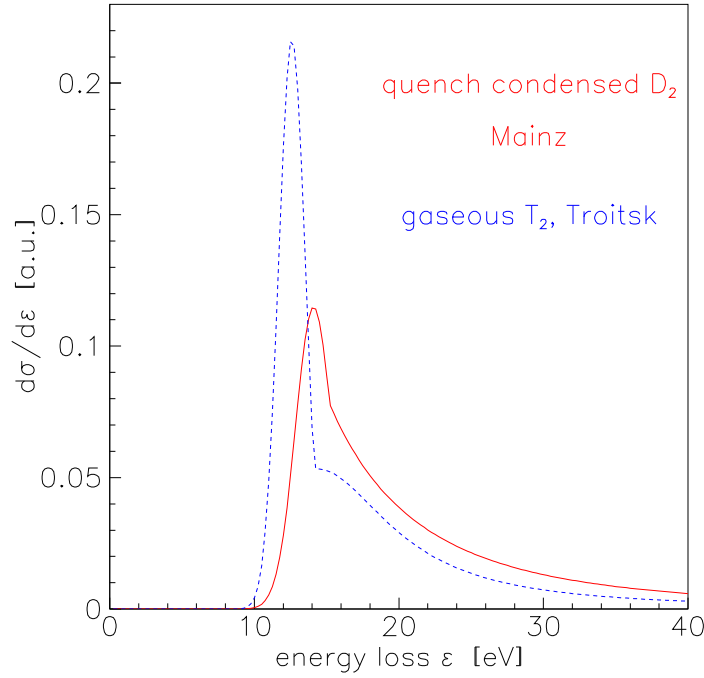
- Die Position des Anregungsmaximums der Energieverlustfunktion  $f(\varepsilon)$  für abschreckend kondensiertes Deuterium liegt um  $1.5^{+0.8}_{-0.7}$  eV deutlich höher als bei gasförmigem Tritium.
- Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}$  ist mit  $\sigma_{tot} = 2.98 \pm 0.16 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  um etwa 13% kleiner als der für gasförmiges Tritium.

Die genannten Effekte werden verursacht von einer Veränderung des Spektrums der elektronischen Endzustände beim Übergang vom Gas zum schockkondensierten Film. Bei einem schockkondensierten Film wird der Phasenraum eines Moleküls durch die Anwesenheit von Nachbarmolekülen aufgrund des Pauli-Prinzips und der elektrostatischen Abstoßung eingeschränkt <sup>1</sup>. Der Grundzustand ist nur sehr wenig betroffen, weil er kaum mit den Grundzuständen der Nachbarmoleküle überlappt, aber die angeregten Zustände haben ausgedehntere Wellenfunktionen und überlappen stärker mit den Grundzuständen der nächsten Nachbarn. Die Messungen für gasförmiges Tritium wurden in Troitsk durchgeführt und gemeinsam mit den Mainzer Messungen und Rechnungen von A. Saenz in [Ase00] veröffentlicht. Die systematische Unsicherheit aufgrund von Energieverlusten durch inelastische Streuung im Tritiumfilm hat zwei Anteile, nämlich den Fehler der Schichtdickenbestimmung der Tritiumfilme (siehe Tabellen D.2 und 3.4) und die

---

<sup>1</sup>Man spricht in diesem Fall von Pauli-Blocking.





**Abbildung 4.1: Energiedifferentielle Wirkungsquerschnitte.** Dargestellt sind die auf 1 normierten energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitte  $\frac{1}{\sigma_{tot}} \frac{d\sigma}{d\varepsilon}$  als Funktion der Energieverluste  $\varepsilon$  für gasförmiges Tritiumgas (gestrichelte Linie) und für einen abschreckend kondensierten Deuteriumfilm (durchgezogene Linie) nach Referenz [Ase00]. Die Kurve für den energiedifferentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$  für inelastische Streuung im Deuteriumfilm wurde aus den Elektronenenergiespektren entfaltet, die in Mainz gemessen wurden.

Unsicherheit in der Bestimmung von  $\sigma_{tot}$  (5.4%). Beide gehen vollständig in die Analyse der Daten ein.

#### Bestimmung der mittleren freien Weglänge $\lambda_{free}$ der Elektronen im Deuteriumfilm:

Die mittlere freie Weglänge lässt sich durch den totalen Wirkungsquerschnitt ausdrücken:

$$\lambda_{free} = \frac{1}{\sigma_{tot} \cdot \rho} \quad \text{mit} \quad \rho = \frac{N_A}{V_{mol}} \quad (4.2)$$

Dabei steht  $\rho$  für die Teilchendichte,  $N_A$  ist die Avogadrozahl und  $V_{mol}$  das molare Volumen des schockkondensierten Deuteriums. Aus dem experimentell bestimmten Brechungsindex der Energieverlustmessungen für die in Mainz aufgefrorenen

Deuteriumfilme  $n_{D_2} = 1.141$  und dem Gesetz von Clausius Mosotti folgt:

$$\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} = \frac{4\pi}{3} \alpha \frac{N_A}{V_{mol}} \quad , \text{ wobei } n_1 = \sqrt{\varepsilon} \text{ gilt.} \quad (4.3)$$

Dabei steht  $\alpha$  für die Polarisierbarkeit des Films ( $\alpha = 0.81 \text{ \AA}^3$  nach [Kol67]) - kann man dann die Dichte berechnen:

$$\rho = \frac{N_A}{V_{mol}} = \frac{3}{4\pi} \alpha^{-1} \frac{n_1^2 - 1}{n_1^2 + 2} \quad (4.4)$$

Mit dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot} = 2.98 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  aus den Energieverlustmessungen erhält man dann für inelastische Streuung in schockkondensieren Deuteriumfilmen ( $T < 1.9 \text{ K}$ ) für  $\lambda_{free}$ :

$$\lambda_{free} = 1240 \pm 67 \text{ \AA}$$

## 4.2 Zusätzliche Energieverluste der Elektronen im Quellfilm

Im Laufe einer Tritiummessphase, die über einen Zeitraum von mehreren Wochen erfolgt, kann sich durch verschiedene Effekte die Dicke des Quellfilms verändern, was natürlich wiederum zu einer Veränderung der Beschreibung der Energieverluste innerhalb der Quelle führt.

Die Dicke des Quellfilms reduziert sich, weil Tritiumatome oder -moleküle desorbieren, was sich durch eine Abnahme der Zählrate am Detektor äußert. Dieser Prozess könnte durch eine Energiedeposition und darauf folgende lokale Aufwärmung durch den  $\beta$ -Zerfall in Form von Kernrückstoß oder inelastischer Streuung erklärt werden. Im für die hier diskutierten Messungen benutzten Aufbau Mainz II wurden die Tritiumfilme über Wochen konstant bei Temperaturen von  $< 1.9 \text{ K}$  gehalten. Die Halbwertszeit der Quelle beträgt dann ungefähr ein Jahr <sup>2</sup>. Als Ursache für die Instabilität der Quellfilme sind das Abspattern durch die Deposition von Zerfallsenergie durch Rückstoßkerne und inelastische Energieverluste der  $\beta$ -Elektronen zu nennen. Betrachtet man dazu die Zählrate des am weitesten im Spektrum gelegenen Punktes als Funktion der Zeit, so findet man:

---

<sup>2</sup>In dem vorher verwendeten Aufbau von 1991 mit einem Aluminiumsubstrat wurden bei einer Temperatur von  $4.2 \text{ K}$  bzw.  $2.8 \text{ K}$  Halbwertszeiten von  $3 - 7$  Tagen erreicht (siehe [Wei93]). Die Einführung von Graphit als Substrat (Quelltemperatur  $2.8 \text{ K}$ ) steigerte die Halbwertszeiten auf  $33$  bzw.  $157$  Tage (siehe [Ket94]). Die längere Halbwertszeit des Graphitsubstrates ist auf seine Anisotropie zurückzuführen. Elektronen, die im Substrat Energie deponieren, regen Schwingungen im Graphitsubstrat an, die senkrecht zur Substratrichtung um zwei Größenordnungen unterdrückt sind.

**Tabelle 4.1: Tritiumschichtdickenverluste ermittelt aus der Zählratenabnahme am Umkehrpunkt.** In dieser Tabelle sind die Tritiumschichtdickenverluste der Quellen Q3 bis Q12 aufgeführt, die aus der Abnahme der Zählrate des am weitesten im Spektrum gelegenen Messpunktes gewonnen wurden.

|                             | Q3         | Q4         | Q5         |
|-----------------------------|------------|------------|------------|
| Tritiumschichtdickenabnahme | -0.21 ML/d | -0.14 ML/d | -0.13 ML/d |
|                             | Q6         | Q7         | Q8         |
| Tritiumschichtdickenabnahme | -0.18 ML/d | -0.17 ML/d | -0.18 ML/d |
|                             | Q9/Q10     | Q11/Q12    |            |
| Tritiumschichtdickenabnahme | -0.24 ML/d | -0.41 ML/d |            |

Diese Werte wurden für die Messungen Q3 bis Q8 gemittelt und gehen mit einer Abnahme von 0.16 ML/d in die Auswertung ein. Auffällig in der Tabelle ist außerdem noch, dass die Werte für die Messungen Q9/Q10 leicht höher und die Werte für Q11/Q12 deutlich höher liegen als vorher. Der Hauptunterschied liegt in der Präparation des Tritiumfilmes, durch eine andere Bedienperson hat sich wahrscheinlich die Auffriergeschwindigkeit geändert, was einen Einfluss darauf haben könnte. Außerdem wurde frisches Tritium verwendet, das eine etwas größere Reinheit aufweist.

Dennoch stellt man beim Vergleichen der Schichtdicke vor und nach der Messung (Kontrolle durch Ellipsometrie) fest, dass diese nach Beendigung der Messphase größer ist als zu Beginn der Messung. Ein Unfall <sup>3</sup> während der Messung Q8 lieferte eine Idee zur Interpretation. Der genaue Hergang ist ausführlich in der Referenz [Bor02] beschrieben. Der Unfall führte zu einer kurzzeitigen Erwärmung des magnetischen Krümmers. Dadurch wurden an der LHe-kalten Oberfläche adsorbierte Wasserstoffmoleküle wieder frei. Die Moleküle frieren bevorzugt an der kältesten zur Verfügung stehenden Fläche - in diesem Fall dem Substratkopf des Kryostaten - aus. Dadurch wächst eine Schicht von Wasserstoff auf den vorhandenen Tritiumfilm auf. Daraus folgt unmittelbar eine Erhöhung des Energieverlustes der austretenden  $\beta$ -Elektronen durch inelastische Streuung (sie müssen eine größere Strecke innerhalb des Quellfilms zurücklegen). Lässt man diese Er-

<sup>3</sup>Nach 31 Messtagen blockierte die Heliumgasrückleitung und das führte zu einer kurzzeitigen Erwärmung im magnetischen Krümmer. Durch rasches Eingreifen konnte die Messphase fortgesetzt werden. Seit der Messung Q9 (Herbst 2000) kommt eine Membranpumpe der Firma Leybold zum Einsatz, die den Durchfluss der Heliumgasrückleitung des magnetischen Krümmers zuverlässig gewährleistet.

höhung unberücksichtigt, so erhält man in der Anpassung negativere Werte für das Neutrinomassenquadrat. Aus der Drift des Neutrinomassenquadrates über die Zeit bei Nichtberücksichtigung des Aufwachseffektes bzw. aus der Differenz der Schichtdicken zu Beginn und am Ende kann man eine mittlere Aufwachsrate bestimmen. Man muss noch annehmen, dass die Abnahme der Zählrate durch Verlust von Tritium zustande kommt. Als Ergebnis beider Methoden erhält man für die Aufwachsrate von Wasserstoff etwa 0.3 ML/d [Bor02].

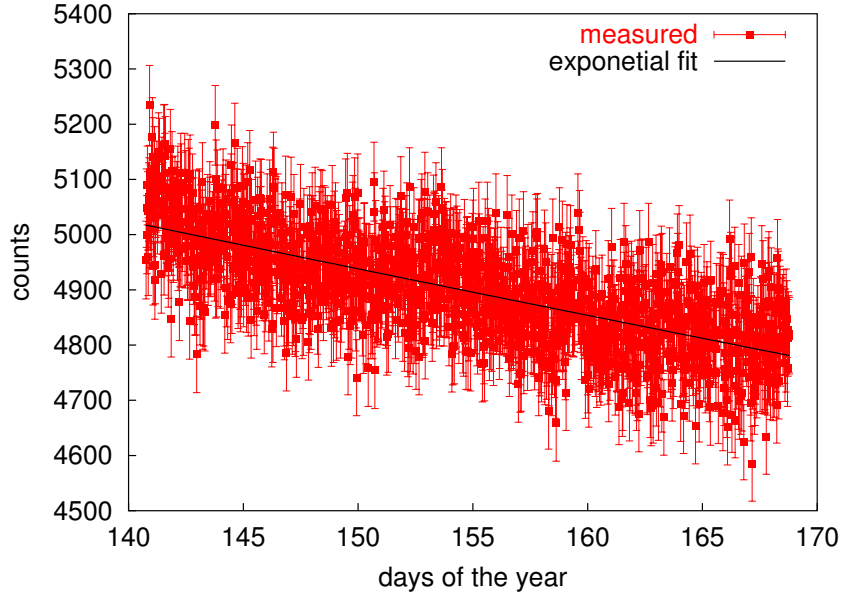
Fasst man beide Effekte in einem einfachen linearen Modell zusammen, d.h. lineare Abnahme der Zählrate durch Tritiumverlust und lineares Aufwachsen von Wasserstoff aus der Umgebung, so kann man die Veränderungen des Energieverlustes beschreiben. In der Anpassungsfunktion wird mit einer Schichtdicke zum mittleren Zeitpunkt der Messung gerechnet, die sich linear aus beiden Effekten zusammensetzt. Außerdem wird die Differenz der mittleren Schichtdicke sowie der zeitlich korrespondierenden Bedeckung durch Aufwachsen, gegenüber der Anpassung mit Startschichtdicke ohne Bedeckung vollständig als systematische Unsicherheit berücksichtigt. Die Ergebnisse dieser Anpassungen, werden in den folgenden Kapiteln dargestellt.

In der Realität werden die Wasserstoffmoleküle nicht einfach aufwachsen, sondern es wird zu einer Durchmischung der oberen Schichten kommen. Wenn die aufrierenden Wasserstoffmoleküle eine neue Schicht bilden würden, könnten keine weiteren Tritiummoleküle desorbieren. Da die Struktur nicht im Detail geklärt ist, wird der Effekt mit einem großen Anteil als systematische Unsicherheit berücksichtigt.

Als Beispiel ist in Abbildung 4.2 die Zählrate am Umkehrpunkt gegenüber der Messdauer in Tagen am Beispiel der Messung Q7 dargestellt. Der Umkehrpunkt ist der Messpunkt, der am weitesten im Spektrum liegt und somit auch die höchste Ereignisrate aufweist. Neben der Zählrate ist auch eine Anpassung in Form eines exponentiellen Abfalls im Bild gezeigt. Dieser liefert eine Halbwertszeit von etwa 400 Tagen für die Tritiumquelle, was signifikant unter der physikalischen Halbwertszeit von 12.3 Jahren (ungefähr 4500 Tage) liegt.

### 4.3 Elektronische Endzustände im Tochtermolekül

Ebenfalls von großer Bedeutung sind die elektronischen Endzustände des beim Tritiumzerfall entstehenden Tochtermoleküls ( $^3\text{HeT}^+$ ). Die genaue Kenntnis derselben ist für die Auswertung und Anpassung der Tritiumdaten sehr wichtig. Für die Mainzer Daten sind die von A. Saenz [Sae00] berechneten Werte verwendet worden, die zur Zeit als die genauesten theoretischen Werte anerkannt sind. Allerdings wurden die Rechnungen für gasförmiges Tritium durchgeführt und müssen



**Abbildung 4.2: Veränderung der Ereignisanzahl am Umkehrpunkt mit der Dauer der Messung (aus [Bor02]).** Dargestellt ist für die Messung Q7 die Anzahl der Ereignisse am Umkehrpunkt in Abhängigkeit von der Dauer der Messung in Tagen. Die gemessenen Werte wurden mit einer Exponentialfunktion angepasst, um die effektive Halbwertszeit des Tritiumquellfilms zu bestimmen. Für die Messung Q7 ergibt sich eine Halbwertszeit von  $403 \pm 11$  Tagen. Dieses Ergebnis ist um mehr als einen Faktor 11 kleiner als die physikalische Halbwertszeit von Tritium. Alternativ zum exponentiellen Abfall, könnte man auch eine lineare Abnahme der Zählrate annehmen, die von  $T_2$ -Zerfällen an der Oberfläche herrühren könnte. Eine Unterscheidung ist anhand dieser Darstellung nicht möglich.

aufgrund der Polarisation des Tritiumfestkörpers jeweils um 0.88 eV abgesenkt werden (vergleiche auch [Kol88]). Der im ersten Abschnitt dieses Kapitels beschriebene Effekt des Pauli-Blockings ist aufgrund der größeren Kernladungszahl von Helium geringer und verursacht eine Niveaushiftung der Endzustände ab dem zweiten angeregten Zustand, was in einer groben Abschätzung ebenfalls von A. Saenz [Sae99] beschrieben wird. Diese Verschiebung geht vollständig in die Beschreibung des systematischen Fehlers ein. Grundlage der theoretischen Rechnungen bildet die erwähnte “Sudden Approximation”, welche zu den in der Anpassungsfunktion verwendeten Werten  $W_n$  und  $V_n$  führt. Es sind 156 Endzustände (bzw. Endzustandsdichten für das Kontinuum) tabelliert, die den im Mainzer Experiment untersuchten Bereich des  $\beta$ -Spektrums (von  $E_0$  bis  $E_0 - 205$  eV) vollständig abdecken.

## 4.4 Nachbarschaftsanregungen im Festkörper

Ereignet sich ein Tritium- $\beta$ -Zerfall innerhalb der Festkörperstruktur des Quellfilms, so ist es möglich, dass dieser benachbarte Moleküle unmittelbar anregt (spectator Anregung). Eine vereinfachte Beschreibung ist in [Kol88] zu finden. In der Anpassungsfunktion werden die Anregungszustände zu einer gaußförmigen Endzustandsgruppe zusammengefasst und mit der Position  $V_{neighbour} = 14.6$  eV und der Anregungswahrscheinlichkeit  $W_{neighbour} = 5.9\%$  beschrieben. Auch hierfür gelten die Änderungen aufgrund der abschreckenden Kondensation gegenüber den gasförmigen Quellen (siehe auch [Wei99]).

Für die Auswertung der Daten werden zur Beschreibung dieser Effekte die Parameter  $V_{nb}$  und  $W_{nb}$  (wobei das nb für neighbour steht) folgendermaßen verändert:

- 1.) Der Schwerpunkt  $V_{nb} = 14.6$  eV wird auf  $V_{nb} = 16.1$  eV verschoben, was der beobachteten Verschiebung des Anregungspeaks beim festen Deuterium entspricht und somit vollständig übernommen wird.
- 2.) Die mittlere Anregungswahrscheinlichkeit  $W_{nb}$  wird aufgrund der beobachteten Vergrößerung der mittleren freien Weglänge  $\lambda_{free} = 124$  nm und der Beschaffenheit der Quellfilme (ca. 11% Porösität) von 5.9% auf 4.6% reduziert.

Zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit werden beide Änderungen - die der Energielage des Anregungspeaks und die der Anregungswahrscheinlichkeit (Amplitude  $a_{nex}$ ) - vollständig berücksichtigt.

Also muss das gemessene Spektrum als Summe über die möglichen Endzustände mit Amplitude  $W_n$  und verschiedenen Endpunktsenergien  $E_{0,n} = E_0 - V_n$ , gewichtet mit ihrer Auftrittswahrscheinlichkeit noch erweitert werden, um die Größen  $V_{nb}$  und  $W_{nb}$ :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dE} = & \frac{G_f^2}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\Theta_c) |M|^2 \cdot F(E, Z+1) p \cdot (E + m_e c^2) \cdot \\ & \cdot \sum_n W_n (1 - W_{nb} (E_n - E)^2 + \sum_n W_n W_{nb} (E_n - V_{nb} - E)^2 \\ & \sqrt{(E_n - V_n - V_{nb} - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \cdot \Theta((E_n - V_n - V_{nb} - E) - m_\nu c^2) \end{aligned} \quad (4.5)$$

mit:

$W_n$  ist die Übergangswahrscheinlichkeit des Zerfallskanals.

$E_n$  ist die Endpunktsenergie des jeweiligen Endzustandes mit  $E_n = E_0 - V_n$ , wobei  $V_n$  die Anregungsenergie von  $\psi_n$  ist.

## 4.5 Selbstaufladung des Tritiumfilms

Gefunden wurde dieser Effekt anhand der Messung mit dem Tritiumfilm Q2, der ungefähr doppelt so dick war (970 Å) wie die später präparierten Filme (Q3-Q12). Der Endpunkt dieser Messung war um 3 eV zu niedrigeren Energien hin verschoben. Deshalb wurden auch im Anschluss weitere systematische Messungen durchgeführt. Auf den Tritiumfilm wurde eine Schicht  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  aufgebracht und die Linienlage der Konversionslinie bestimmt. Diese Messung wurde mit einer Messung von auf Deuterium aufgebrachtem  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  verglichen, wobei das Deuterium genauso dick aufgefroren wurde wie das Tritium und mit einer weiteren Messung, bei der  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  auf das nackte Substrat aufgebracht wurde. Beim Vergleich der Positionen der Kryptonlinie der verschiedenen Messungen ergab sich eine deutliche Verschiebung der Linienlage zwischen Tritiumunterlage und Nicht-Tritiumunterlage um etwa 6 eV. Das ist in Abbildung 4.3 zu sehen. Da die Messung mit Deuterium als Unterlage keine Verschiebung gegenüber der Messung ohne Unterlage zeigt, muss der Effekt auf eine Eigenschaft des Tritiumfilms zurückzuführen sein. Ausführliche Beschreibungen finden sich in [Bor00], [Bor02], [Bor03]. Hier soll nur kurz das Prinzip des Effektes dargestellt werden. Messungen mit verschiedenen dicken Tritiumunterlagen unter dem  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  zeigten, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der Aufladung und der Tritiumschichtdicke besteht. Als Resultat ergibt sich eine Potentialdifferenz über den Tritiumfilm von 62.6 MV/m. Im Folgenden soll kurz beschrieben werden, wie es zum Aufbau einer elektrischen Feldstärke im Quellfilm kommt. Da Tritium ein  $\beta$ -aktives Element ist, verlassen ständig Elektronen den Tritiumfilm. Das führt dazu, dass der Film sich positiv auflädt, solange kein Kompensationsstrom fließen kann. Der Tritiumfilm in Mainz wird auf niedrigen Temperaturen von kleiner als 2 K gehalten. Bei diesen geringen Temperaturen ist die Beweglichkeit von Ladungsträgern stark eingeschränkt. Mit der Zeit steigt die positive Ladungsträgerdichte durch die andauernden radioaktiven Zerfälle an. Das induziert eine negative Oberflächenladungsdichte am Graphitsubstrat, die die positiven Ladungen kompensieren. Dadurch baut sich ein quadratisch ansteigendes Potential im Quellfilm auf. Nach einer gewissen Zeit wird eine kritische Feldstärke  $E_c$  erreicht und Ladungsträger können fließen, was den Quellfilm in diesen Bereichen wieder neutralisiert <sup>4</sup>. Das setzt sich solange fort, bis nur noch an der Oberfläche (des Tritiumfilms) Ladungsträger vorhanden sind. Es herrschen nun Bedingungen wie in einem Plattenkondensator, d.h. eine konstante elektrische Feldstärke  $E$  und ein lineares Potential.

---

<sup>4</sup>In Referenz [Bor03] wird dieses Verhalten genauer analysiert und mit Hilfe eines thermischen Hüpfmodells beschrieben. Dabei sind im unaufgeladenen Film Ladungen im Gitter des Tritiumfilms gespeichert mit Potentialbarrieren von  $\Phi_0 \gg k_B T$  in beiden Richtungen. Mit zusätzlichem elektrischem Feld kippt diese Anordnung und die Potentialbarriere auf einer Seite senkt sich soweit ab, dass die Ladung in die nächste Monolage überspringen kann.

Wichtig im Hinblick auf die Verwendung von schockkondensierten Tritiumfilmen zur Bestimmung der Neutrinomasse ist noch das Zeitverhalten des Aufladeeffektes. In der Referenz [Bor03] wird die Aufladezeit für einen Tritiumfilm mit  $(263 \pm 17) \text{ \AA}$  auf  $(27 \pm 4)$  Minuten abgeschätzt. Sie spielt somit für eine mehrwöchige Messphase keine Rolle, da der Tritiumfilm aufgeladen ist, sich also im Gleichgewicht befindet, bevor die Messungen des  $\beta$ -Spektrums beginnen<sup>5</sup>.

Grundsätzlich führt die Selbstaufladung des Tritiumfilms dazu, dass das genaue Startpotential der im Detektor nachgewiesenen Elektronen nicht mehr bekannt ist. Je nach Startposition der Elektronen innerhalb des Quellfilms, die ebenfalls unbekannt ist, herrscht ein anderer Potentialwert. Das führt zu einer prinzipiellen Erhöhung der Breite der Auflösungsfunktion. Die Schichtdicken, die nach der Messung Q2 gewählt wurden, stellen von daher immer einen Kompromiss zwischen möglichst hoher Zählrate einerseits und möglichst geringer Verschlechterung der effektiven Energieauflösung des Spektrometers und der damit verbundenen Vergrößerung der systematischen Unsicherheit andererseits dar. In der Anpassungsfunktion wird dem Aufladeeffekt dadurch Rechnung getragen, dass das elektrische Startpotential für jede Monolage separat berechnet wird. Ein Elektron, das in der  $i$ -ten Monolage startet, hat ein Potential  $U$ :

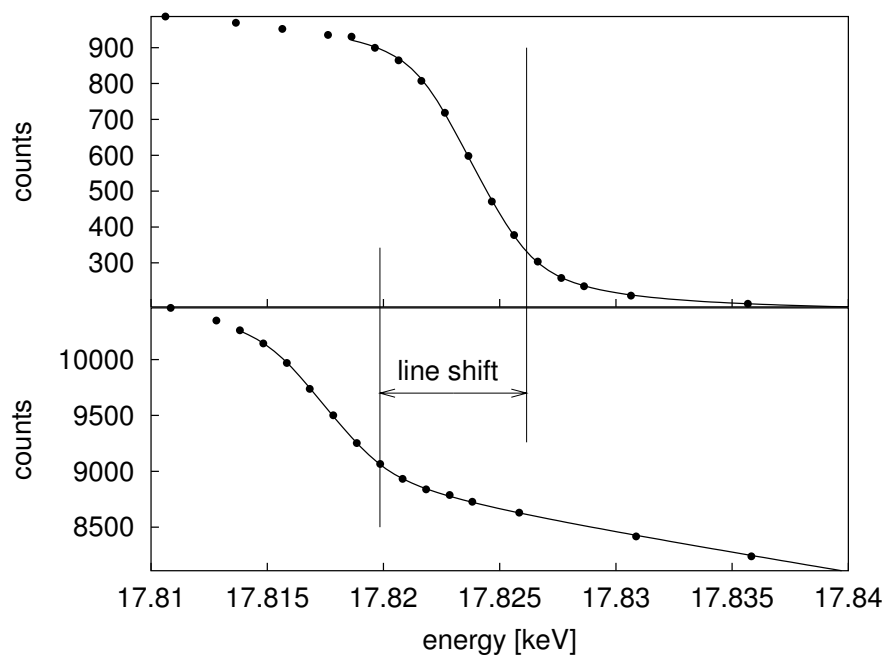
$$U = U_S + i \cdot \frac{dU}{dd} \quad (4.6)$$

Dabei steht  $U_S$  für das am Quellsubstrat angelegte Potential und  $d$  für die Schichtdicke des Tritiumfilms. 20% des Aufladeeffektes werden als systematische Unsicherheit in der Anpassung berücksichtigt.

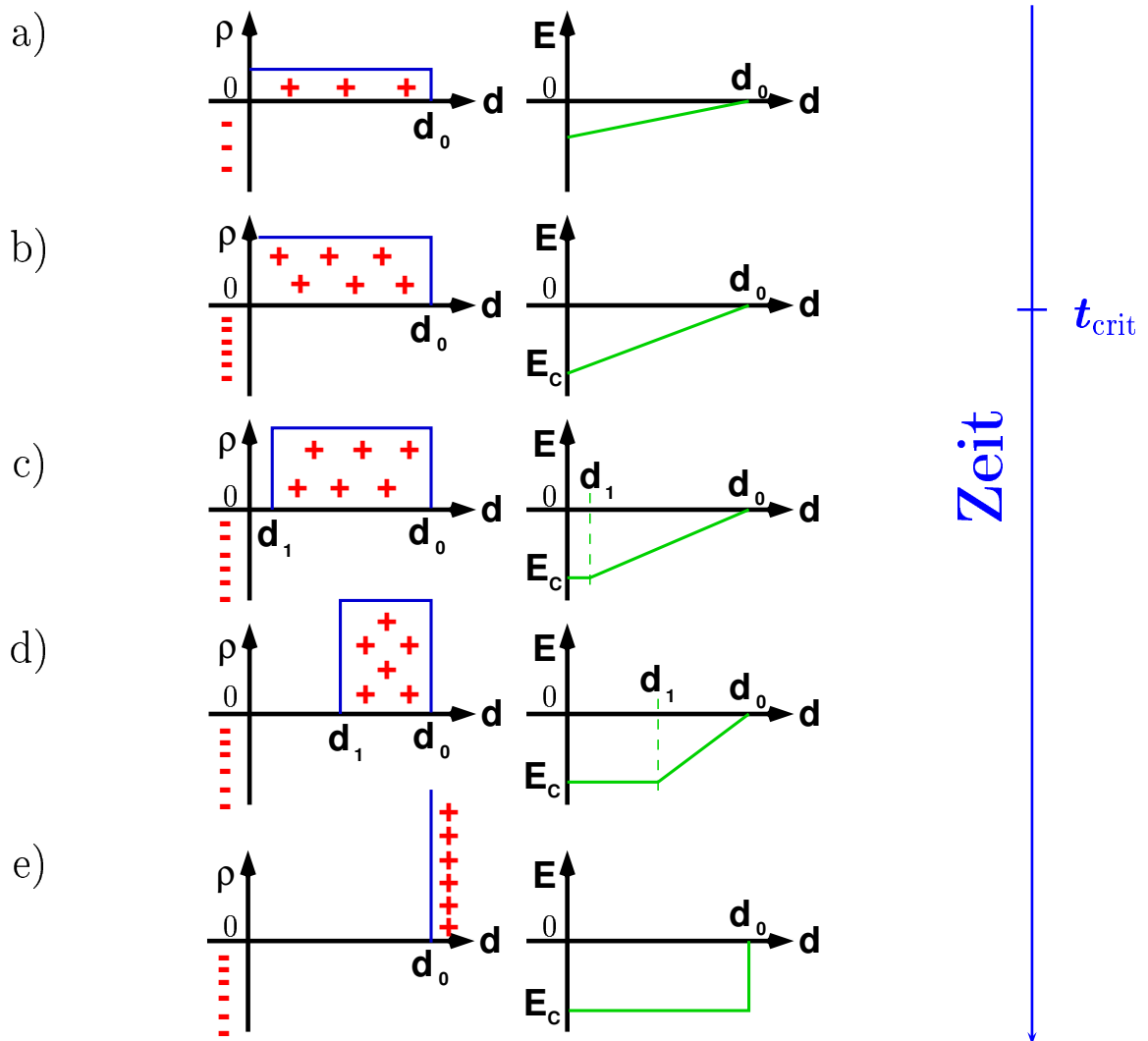
---

<sup>5</sup>Zwischen der Quellpräparation und dem eigentlichen Messbeginn liegen einige Stunden.





**Abbildung 4.3: Aufladung des Tritiumfilms.** Dargestellt ist das Ergebnis der Messungen an der K32 Konversionslinie des  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  im Anschluss an die Messphase Q2 (1997). Das untere Bild zeigt die K32 Linie, nachdem das Krypton auf den Tritiumfilm der Messung Q2 aufkondensiert worden war, das obere Bild zeigt die darauf folgende Referenzmessung ohne Tritiumunterlage. Die durchgezogenen Kurven sind Anpassungen an die Messdaten und die vertikalen Striche geben die jeweilige Lage der K32 Linie an. Der linear ansteigende Untergrund im unteren Bild wird durch den Tritium- $\beta$ -Zerfall verursacht. Wegen der Lorentzbreite der K32 Linie von 2.8 eV erstreckt sich das Spektrum außerdem noch ein wenig jenseits der durch die senkrechten Linien markierten zentralen Zerfallsenergie (aus [Bor00]).



**Abbildung 4.4: Modell zur Aufladung eines abschreckend kondensierten Tritiumfilms (aus [Bor00]).** In dieser Abbildung ist schematisch der zeitliche Ablauf des Aufladungsvorganges in einem Tritiumfilm dargestellt. Die Zeitachse verläuft von (a) nach (e). Auf der linken Hälfte des Bildes ist jeweils die Raumladungsdichte  $\rho$  als Funktion der Schichtdicke  $d$  aufgetragen, auf der rechten Seite die dazugehörige Komponente der elektrischen Feldstärke senkrecht zur Filmoberfläche. Der Bereich  $d > 0$  beschreibt den Tritiumfilm, der Bereich  $d < 0$  das Graphitsubstrat. Die Filmdicke wird mit  $d_0$  bezeichnet. Aufgrund der Radioaktivität entstehen im Tritiumfilm positive Ladungen, die an der Graphitoberfläche durch eine induzierte negative Oberflächenladungsdichte kompensiert werden. Dadurch baut sich über den Film ein elektrisches Feld auf, das stetig anwächst. Nach einem Zeitraum  $t_{crit}$  wird die kritische Feldstärke  $E_c$  erreicht, ab der Ladungen fließen können (Bild (b)). Der Film beginnt sich zu entladen (Bild (c),(d)), bis ein Gleichgewichtszustand erreicht wird (e), bei dem überall im Film ein konstantes elektrisches Feld ( $E_c$ ) vorliegt und alle im Film vorhandenen oder neu entstehenden Ladungen aufgrund des elektrischen Feldes abfließen können.  $d_1$  markiert dabei den Bereich des Filmes, bis zu dem er bereits entladen ist. Im Endzustand verbleiben nur noch Oberflächenladungen auf dem Film.

## 4.6 Detektoreffizienz

Während der Mainzer Tritiummessungen wird das  $\beta$ -Spektrum schrittweise abgescannt, und zwar in der Form, dass die Retardierungsspannung  $U_0$  am Spektrometer konstant gehalten wird, während die Spannungsänderungen durch Veränderung der Quellspannung  $U_S$  erzeugt werden. Dadurch verschiebt sich der energetische Schwerpunkt der im Detektor nachgewiesenen Elektronen. Für die Auswertung des Tritium- $\beta$ -Spektrums ist eine möglichst genaue Kenntnis der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors unerlässlich. Deshalb müssen zwei Effekte berücksichtigt werden. Zum einen wird die Position des Auswertefensters - d.h. der berücksichtigte Energiebereich (in Mainz 15 bis 21 keV) - über die Tritiummessung konstant gehalten, was bei steigender Energie zu einem vergrößerten niederenergetischen Anteil der nachgewiesenen Elektronen führt. Damit vergrößert sich scheinbar die Aktivität der Quelle; dieser Effekt muss korrigiert werden. Zum anderen ist die Rückstreuwahrscheinlichkeit der Elektronen im Detektor energieabhängig. Elektronen, die mit höherer Energie auf den Detektor treffen, werden in geringerem Maße zurückgestreut, d.h. dass die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors mit höherer Elektronenenergie ansteigt. Die Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors wurde im Rahmen der Arbeit [Bor00] für den derzeitigen Detektor ermittelt. Die beiden Effekte werden in der Größe  $\alpha_D$ , welche zur Charakterisierung der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors dient, zusammengefasst:

$$\alpha_D = 4 \frac{\%}{\text{keV}} \pm 2 \frac{\%}{\text{keV}} \quad (4.7)$$

In die Anpassungsfunktion geht dieser Parameter  $\alpha_D$  folgendermaßen ein:

$$1 + \alpha_D \cdot (E - e(U_S - U_0)), \quad (4.8)$$

wobei  $E$  die Energie des Elektrons beschreibt.

# Kapitel 5

## Zusammenfassung der Ergebnisse der früheren Tritiummessungen

Im folgenden Kapitel werden alle am Mainzer Spektrometer durchgeführten Tritiummessungen kurz aufgelistet und - soweit nötig - die Ergebnisse zusammengefasst, um den Ausgangspunkt der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen darzustellen. Im zweiten Teil des Kapitels wird dann kurz das Troitsker Experiment und die so genannte Troitsk-Anomalie beschrieben.

### 5.1 Tritiummessungen am Mainzer Spektrometer

#### 5.1.1 Tabellarische Zusammenfassung

- Die erste Tritiummessung fand 1991 statt und konnte zeigen, dass die Technik grundsätzlich funktioniert. Sie führte zu einer Obergrenze für die Neutrinomasse von  $m_\nu \leq 7.2 \text{ eV}/c^2$  und wird in der Referenz [Wei93] ausführlich diskutiert.
- Anschließend wurde die Apparatur im Bereich der Quelle umgebaut (statt des Aluminiumsubstrates kam ein Graphitsubstrat zum Einsatz) und im Jahre 1994 fand eine weitere Tritiummessung statt. Die Messung dauerte vier Wochen und führte zu einer neuen Obergrenze von  $m_\nu \leq 5.6 \text{ eV}/c^2$ . Sie wird ausführlich in der Referenz [Bar97] beschrieben.
- Nach einer großen Umbauphase (1995-1997), die ausführlich in Referenz [Bor00] beschrieben wird, folgten nun eine ganze Reihe von Tritiummessungen: (Q1-Q12), d.h. zwölf verschiedene Tritiumfilme.

- Q1 diente lediglich als Testmessung und wird im Folgenden keine weitere Rolle spielen.
- Für die nächste Tritiummessung von 1997 (Q2) war der Quellfilm besonders dick geraten und half systematische Effekte zu entdecken. (Selbstaufladung des Quellfilms [Bor03]). Die Messung Q2 wird aufgrund der sehr hohen systematischen Fehler nicht im Rahmen des Gesamtdatensatzes zur Auswertung auf die Neutrinomasse hin herangezogen.
- Die erste Tritiummessung von 1998 (Q3) zeigt ein Verhalten bzgl. des Massenquadrates, das nicht unabhängig vom Auswertintervall ist, was aber für einen so hochgradig korrelierten Datensatz der Fall sein sollte. Deshalb erfolgt auch hier keine Auswertung im Hinblick auf die Neutrinomasse im Rahmen des Gesamtdatensatzes.
- Die zweite Tritiummessung von 1998 (Q4) zeigt ein positives Signal für eine so genannte Troitsk-Anomalie (diese wird in Abschnitt 5.2 erläutert) und ist somit gestört. Also ist ebenfalls keine Auswertung für große Intervalle möglich.
- Die dritte Tritiummessung von 1998 (Q5) ist der erste ungestörte Datensatz, der die erwartete Unabhängigkeit vom Auswertintervall zeigt. Bei der Messung Q5 wurde zum ersten Mal eine neue Methode zur Stabilisierung der Untergrundzählrate eingesetzt. In den Messpausen wurden Hochfrequenzpulse auf eine Elektrode gegeben, deren genauer Einfluss nicht vollständig geklärt ist. (Siehe dazu auch Abschnitt 3.4.1.) Seine Auswertung ist in der Doktorarbeit von Beate Bornschein [Bor00] beschrieben. Außerdem bildet diese Messung die Grundlage für eine Veröffentlichung [Wei99]<sup>1</sup>.
- Im nächsten Schritt galt es dann, möglichst viel Statistik zu sammeln, was mit drei weiteren Tritiummessungen im Jahr 1999 (Q6-Q8) verwirklicht wurde. Die gemeinsame Auswertung der Messungen Q5-Q8 führt zu einer neuen Obergrenze für das Neutrinomassenquadrat von  $2.2 \text{ eV}/c^2$ . Diese Analyse wird ausführlich in der Doktorarbeit von Lutz Bornschein [Bor02] beschrieben.

Hier liegt der Ausgangspunkt für die Messungen dieser Arbeit. Es blieben noch einige Punkte offen, die mit weiteren Messungen untersucht werden sollten. Der Ursprung und der Charakter der sog. Troitsk-Anomalie konnte mit den bisherigen Arbeiten noch nicht geklärt werden. Im Rahmen dieser Arbeit fanden für zweimal eine Woche parallele Messungen mit Troitsk statt. Damit sollte es möglich sein,

---

<sup>1</sup>Der Datensatz wurde nach neueren Erkenntnissen zum Energieverlust der Quelle (Abdampfen von Tritium und Rückkondensation), siehe [Bor02], nochmals ausgewertet. Deshalb gibt es geringfügige Abweichungen zwischen den Werten in der Referenz [Bor00] und [Wei99].

zu klären, ob es sich um einen physikalischen Effekt handelt.

Die Ursachen für Störungen anderer Art, wie z.B. starke Schwankungen im Untergrund bzw. der Einfluss der Präparation des Systems auf die Messungen sind ebenfalls noch nicht vollständig verstanden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden vier weitere Tritiummessungen durchgeführt:

- Im Jahr 2000 wurden zwei Tritiummessungen durchgeführt (Q9, Q10) und es fanden insgesamt zweimal sieben Tage parallele Messungen mit Troitsk statt (06.-13.12.00 und 22.-28.12.00). Ein durch langes Warten (seit dem 24.09.) auf den Messbeginn in Troitsk nicht mehr optimal vorbereitetes System führte zu Störungen, die letztendlich nicht so gut zu bekämpfen waren, dass eine vernünftige Auswertung im Hinblick auf das Massenquadrat sinnvoll erschien. Allerdings leisteten sie einen wichtigen Beitrag zum Verständnis des Experimentes. Die Ergebnisse werden im Kapitel 6 beschrieben.
- Im Jahr 2001 wurden zwei weitere Tritiummessungen durchgeführt (Q11, Q12). Diesmal war das System nach bestem Wissen gut präpariert. Für den Untergrund während der Tritiummessung wurden sehr stabile Bedingungen erreicht; beide Datensätze sind ungestört und passen sehr gut zu den Messungen von 1999. Die Ergebnisse werden in Kapitel 7 dargestellt.
- Da am Mainzer Experiment keine weiteren Tritiummessungen mehr stattfinden, wird im Kapitel 8 dann die Gesamtanalyse aller ungestörten Datensätze (Q5-Q8, Q11, Q12) vorgestellt, die zum endgültigen Ergebnis des Mainzer Neutrinomassenexperimentes führt.

### 5.1.2 Die ersten Messungen von 1991 und 1994

Die ersten Messungen mit dem Mainzer MAC-E-Filter wurden 1991 durchgeführt - und zwar in drei Teilen. Im Januar 1991 fand ein Testlauf über drei Tage statt, der lediglich die Aufgabe hatte zu zeigen, dass Apparatur und Tritiumquelle stabil und ohne wesentlichen Untergrundanstieg arbeiten. Im Juli 1991 lief eine Messphase über fast zwei Wochen, die aufgrund vieler technischer Schwierigkeiten nicht ausgewertet werden konnte. Im Einzelnen gab es Ausfälle von Detektor und Quellspannungsmessung, sowie von Teilen des Datenaufnahmesystems. Außerdem betrug die Halbwertszeit der kondensierten Tritiumquelle nur drei Tage. Im November/Dezember 1991 folgte dann eine weitere vierwöchige Tritiummessphase, die zum ersten Resultat des Mainzer Experimentes führte<sup>2</sup>. Die Messungen, die Auswertung und das Ergebnis dieser Messung wurden in der Doktorarbeit von Ch. Weinheimer [Wei93] ausführlich beschrieben und sollen hier

---

<sup>2</sup>Die Ergebnisse wurden auf der Neutrinokonferenz 1992 in Granada vorgestellt [Bac92].

nur kurz zusammengefasst werden. Das  $\beta$ -Spektrum wird in einem Durchlauf, der 103 Messpunkte (Messzeit pro Punkt 10, 15 oder 30 Sekunden) enthält, vermessen. Der Datenumfang der vierwöchigen Messung von 1991 beträgt 500 solcher Durchläufe mit einer mittleren Untergrundzählrate von ungefähr 18 mHz. Die Analyse des gemessenen  $\beta$ -Spektrums führt für den Anpassungsbereich zwischen 18438 eV und 18800 eV zu folgendem Ergebnis:

$$m_\nu^2 c^4 = (-39 \pm 34_{stat} \pm 15_{sys}) \text{ eV}^2$$

Dieses Ergebnis führt zu einer Obergrenze für die Ruhemasse des Elektronantineutrinos von  $m_\nu^2 c^4 \leq 7.2 \text{ eV}$  (95% *C.L.*).

Der Wert stellte damals gegenüber den früher veröffentlichten Obergrenzen eine deutliche Verbesserung dar. Bereits in dieser ersten Messung wurde deutlich, dass das Ergebnis des Parameters  $m_\nu^2$  vom Auswertintervall abhing.

Als mögliche Erklärung wurde ein Fehler im Energieverlust genannt, wobei nicht klar war, ob es sich um einen externen Fehler, einen Energieverlust im Film oder einen internen Fehler im Anregungsspektrum des Tritiummoleküls handelte.

Die Messung von 1994 dauerte ungefähr vier Wochen. Die wesentlichen Änderungen gegenüber den Messungen von 1991 wurden im Bereich der Quelle vorgenommen. 1991 wurde mit einem aluminiumbedampften Kupfersubstrat gemessen, was sich als nicht atomar glatt, sondern mit einer rauen Oberfläche, herausstellte. Seit 1994 wird nun ein Graphitsubstrat verwendet. Außerdem wurde die Kondensationstemperatur von 4.2 K auf 2.8 K gesenkt, um Filmrauhigkeiten zu vermeiden. Diese Problematik ist in der Doktorarbeit von Michael Przyrembel [Prz95] beschrieben. Insgesamt wurden 1994 drei verschiedene Tritiumfilme gefroren. Der erste war versehentlich zu dünn geraten und die Messung wurde daraufhin nach wenigen Tagen abgebrochen. Ausgewertet wurden nur die Daten des zweiten und dritten Tritiumfilms. Die Daten wurden in verschiedenen Messpositionen<sup>3</sup> und unter verschiedenen Bedingungen<sup>4</sup> genommen, um zu weiteren Aussagen über die systematischen Effekte zu kommen. Gemessen wurde mit deutlich stabileren Quellfilmen bei einer Untergrundzählrate von 26 mHz. Zur Bestimmung des Neutrinomassenquadrates wurden dann alle Datensätze des zweiten und dritten Films herangezogen, die in der Standardmessposition genommen wurden. Die Messungen und Ergebnisse sind ausführlich in der Doktorarbeit von Herbert Barth [Bar97] zusammengefasst. Der Wert des Neutrinomassenquadrates aus dieser Messung wurde zu

---

<sup>3</sup>Die ausgewerteten Messungen wurden mit 99 Messpunkten im Intervall zwischen 18370 und 18680 eV vorgenommen. Die anderen Messpunktverteilungen reichen wesentlich weiter ins Spektrum bis hin zu 17800 eV und sollten helfen die Trends zu negativen Massenquadraten besser zu verstehen, was auch gelungen ist.

<sup>4</sup>Die unterschiedlichen Bedingungen beruhen neben verschiedenen Messpunktverteilungen auf verschiedenen Messpositionen und Temperaturen des Quellfilms.

$$m_\nu^2 c^4 = (-22 \pm 17_{stat} \pm 14_{sys}) \text{ eV}^2$$

bestimmt für das gleiche Auswertintervall wie 1991<sup>5</sup>. Als neue obere Grenze für das Neutrinomassenquadrat ergibt sich:  $m_\nu^2 c^4 \leq 5.6 \text{ eV}^2$  (95% *C.L.*).

Für alle bisher angesprochenen Messungen gilt allerdings, dass die Werte für das Neutrinomassenquadrat der Messintervalle, die weiter ins Spektrum reichen, schnell negativer werden und somit auch im physikalisch unerlaubten Bereich liegen. Dies wird auf einen zusätzlichen Energieverlustprozess zurückgeführt, der im nächsten Unterabschnitt kurz angesprochen wird.

### 5.1.2.1 Entnetzen der Tritiumfilme

Unter Entnetzen eines abschreckend kondensierten Tritiumfilmes versteht man den Übergang eines glatten Filmes in einen rauhen durch thermische Aktivierung. Grafisch ist dieser Übergang in Abbildung 5.1 dargestellt. P. Leiderer aus Konstanz zeigte mit seinen Mitarbeitern [Lei92], dass sich in dünnen Wasserstofffilmen mit der Zeit ein solcher Übergang vollzieht. Die entstehende Struktur setzt sich aus Mikrokristallen der Größe von ungefähr  $1 \mu\text{m}$  zusammen. Der Übergang ist ein thermisch aktivierter Prozess, der einem Arrhenius-Gesetz ( $\propto e^{\Delta E/kT}$ ) folgt. Mit Hilfe von Abbildung 5.1 ist es leicht vorstellbar, dass die Mehrfachstreuungen in einem rauhen Film nicht nur größer, sondern auch praktisch unkontrollierbar sind. In Energieverlustmessungen mit  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  (siehe [Prz95]) konnte gezeigt werden, dass zu warme  $\text{D}_2$ -Filme eine Zunahme der Mehrfachstreuung bewirken. In einer ganzen Reihe von Messungen mit verschiedenen Isotopen ( $\text{H}_2$ ,  $\text{HD}$ ,  $\text{D}_2$ ,  $\text{T}_2$ ) wurde mit Lichtstreuung der Rauigkeitsübergang in seiner Dynamik untersucht. Diese Untersuchungen sind im Detail in folgenden Referenzen beschrieben: [Fle98], [Fle00b], [Fle00a]. Die intensiven Untersuchungen zeigten auch, dass der Rauigkeitsübergang nicht vollständig zu verhindern ist. Insbesondere wurden keine Substrate (Al, Graphit), Zwischenschichten (Edelgas, Methan), Filme ( $\text{D}_2, \text{T}_2$ ) oder Kombinationen daraus gefunden, mit denen das Entnetzen bei höheren Temperaturen verhindert werden konnte. Aber es ist möglich, bei genügend geringen Temperaturen, den Übergang soweit zu verlangsamen, dass er für Tritiummessungen von einigen Wochen Dauer vernachlässigbar ist. Aus den Aktivierungsenergien  $\Delta E$  für die verschiedenen Wasserstoffisotope lässt sich die Entnetzungszeit  $\Delta t_{T_2}$  eines Tritiumfilms (21%  $\text{H}_2$ , 38%  $\text{HT}$ , 41%  $\text{T}_2$ ), wie er in Mainz benutzt wird, bestimmen.

$$\Delta t_{T_2}(T = 1.86 \text{ K}) > 8.0 \text{ a} \quad (68\% \text{ C.L.})$$

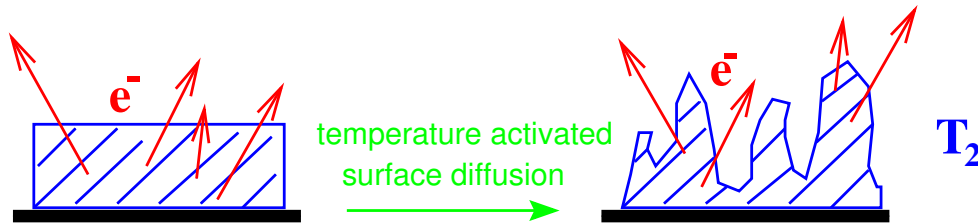
$$\Delta t_{T_2}(T = 1.86 \text{ K}) > 1.2 \text{ a} \quad (95\% \text{ C.L.})$$

Für eine Temperatur von 2.0 K beträgt die Entnetzungszeit weniger als 100 Tage und für 4.2 K nur wenige Stunden.

---

<sup>5</sup>Diese Ergebnisse wurden auf der Neutrinokonferenz 1996 in Helsinki vorgestellt [Bac96] vorgestellt.





**Abbildung 5.1: Entnetzen eines Tritiumfilms.** Schematische Darstellung des Rauigkeitsüberganges von einem auf einem Graphitsubstrat kondensierten homogenen  $T_2$ -Film (links) in den entnetzten Zustand (rechts). Die roten Pfeile stehen für die emittierten  $\beta$ -Elektronen.

### 5.1.3 Die Messungen Q1 und Q2

Nach einem Umbau der Apparatur wurde erstmal eine kurze Testmessung vorgenommen - nämlich Q1. Sie hatte lediglich die Aufgabe zu zeigen, dass die Apparatur ordnungsgemäß funktioniert. Die Messung Q2 wurde im Juli/August 1997 durchgeführt. Der Tritiumfilm Q2 war mit  $970 \text{ \AA}$  wesentlich dicker als alle vorher gefrorenen Quellfilme zusammen. Dabei traten Probleme auf, die zum besseren Verständnis von weiteren systematischen Unsicherheiten führten. Bei der Bestimmung der Schichtdicke mit Hilfe des ellipsometrischen Verfahrens traten Unstimmigkeiten zwischen der Ellipsometriemessung und der Abschätzung aufgrund der eingelassenen Tritiumgasmenge auf. Außerdem war das Tritium- $\beta$ -Spektrum um  $3 \text{ eV}$  zu niedrigeren Energien hin verschoben. Letzteres deutet darauf hin, dass der Quellfilm sich selbst auflädt. Diese Effekte wurden systematisch untersucht in einer ganzen Reihe von Messungen. Mit Hilfe eines elektrodynamischen Modells wird der Effekt gut beschrieben. Die Messungen und Ergebnisse sind in der Doktorarbeit von B. Bornschein dargestellt [Bor00] und in [Bor03] veröffentlicht (siehe auch Kapitel 4).

Die Messung Q2 <sup>6</sup> hat aufgrund ihrer großen Schichtdicke sehr große systematische Unsicherheiten durch Energieverluste und Aufladung. Deshalb werden auch die Messungen Q1 und Q2 nicht zur Auswertung im Rahmen des Gesamtdatensatzes herangezogen.

### 5.1.4 Die Messungen von 1998

Die Messung Q3 war die erste von 1998 und fand im Februar/März statt. Es folgten zwei weitere, im Juni/Juli die Q4 und im November/Dezember die Q5. Die drei Messungen erfolgten unter sehr ähnlichen Bedingungen. Dennoch gab es starke Abweichungen der Daten voneinander. Um die Stabilität des Datensatzes

<sup>6</sup>Die Messung Q2 liefert für den Parameter Neutrinomassenquadrat negative Werte. Dieser Effekt ist nicht vollständig verstanden.

zu zeigen, findet man in der Auswertung in Abhängigkeit von verschiedenen Auswerteintervallen eine gute Möglichkeit. Die Datensätze unterscheiden sich nur in wenigen Datenpunkten und sind von daher hochgradig korreliert. Man erwartet also, dass die Ergebnisse innerhalb der statistischen Unsicherheiten übereinstimmen, wenn keine Störungen vorhanden sind.

In Abbildung 5.2 ist deutlich zu erkennen, dass die Werte der Q3 für das Massenquadrat immer negativer werden, je näher man zum Endpunkt kommt. Die Ursache ist unklar, aber dieses Verhalten eines korrelierten Datensatzes ist ein Hinweis auf eine Störung. Deshalb wird dieser Datensatz nicht für die endgültige Auswertung der Daten herangezogen.

Auch für die Messung Q4 ist eine Tendenz zu negativen Massenquadraten für die mittleren Auswerteintervalle zu sehen. Die Werte für den Parameter Massenquadrat variieren stark in Abhängigkeit vom Auswerteintervall. Außerdem sind die Werte des reduzierten Chiquadrates  $\chi_{red}^2$  für die Standardauswertung mit Werten von ungefähr 1.8 sehr weit von der Erwartung entfernt, die bei 1.0 liegt. Die Störung in Q4 lässt sich mit Hilfe der bereits erwähnten Troitsk-Anomalie beschreiben, die im Kapitel 5.2 beschrieben wird<sup>7</sup>. Aufgrund dieser Schwierigkeiten fällt auch diese Messung für die Gesamtanalyse weg.

Die Messung Q5 ist die erste, bei der das Ergebnis für  $m_\nu^2$  gleichzeitig unabhängig vom Auswerteintervall ist, somit die Stabilitätsbedingung erfüllt und Werte für den Parameter Massenquadrat liefert, die mit Null verträglich sind. Auch die Werte für das reduzierte Chiquadrat  $\chi_{red}^2$  liegen sehr nahe bei 1, was die Güte der Anpassung nochmal hervorhebt. Diese Messung besteht aus 127 Datenpunkten, die jeweils zu einem Durchlauf zusammengefasst werden. Pro Messpunkt wird 20 s lang gemessen. Betrachtet man die Messung Q5 alleine, so erhält man für eine Standardanpassung mit vier freien Parametern bei  $E_{low} = 18500$  eV folgendes Ergebnis:

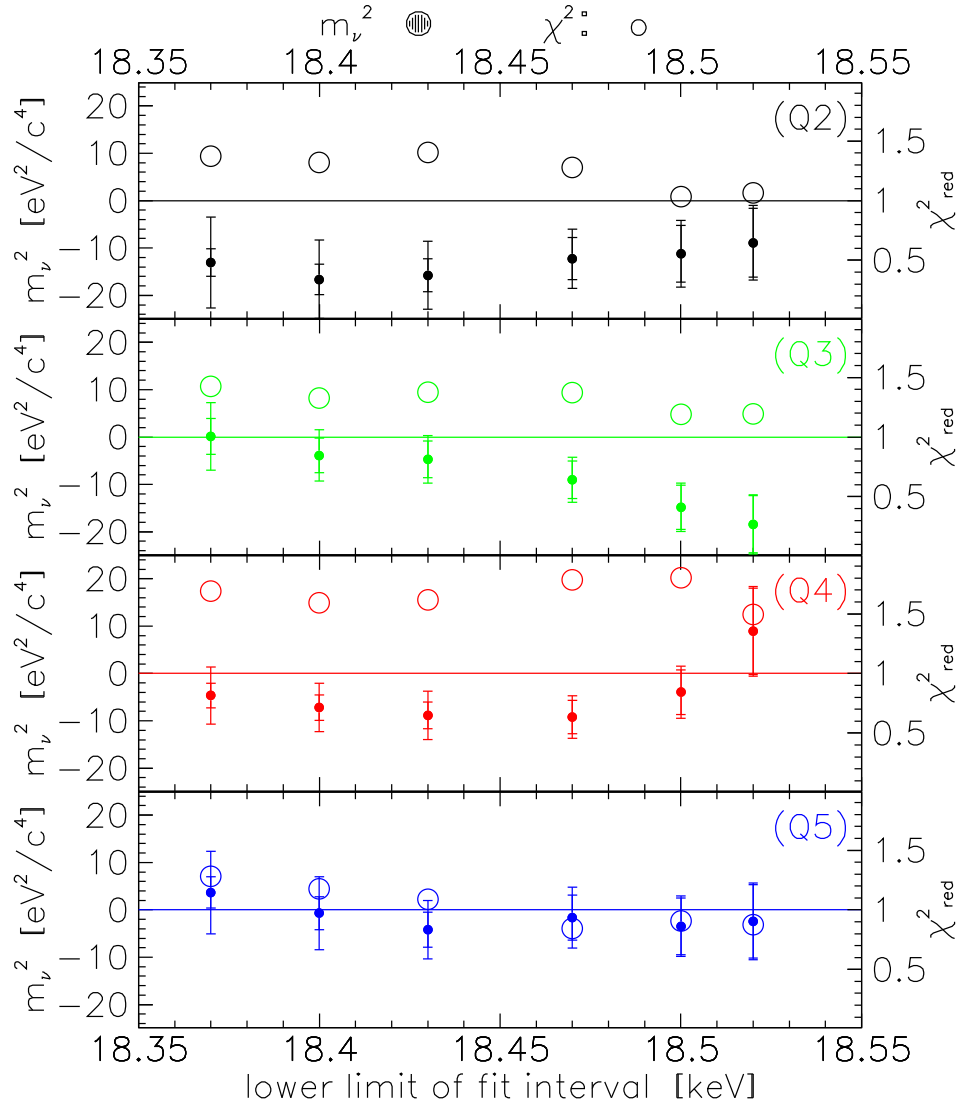
$$m_\nu^2 c^2 = -3.5 \pm 6.0_{stat} \pm 2.2_{sys} \text{ eV}^2$$

und das führt mit der Methode des “unified approach” [Fel98] zu einer Obergrenze für die Neutrinomasse von  $m_\nu c^2 \leq 3.0$  eV (95% C.L.)<sup>8</sup>.

---

<sup>7</sup>Es wird sich in der abschließenden Analyse zeigen, dass diese Messung die einzige bleibt, in der das Spektrum mit Troitsk-Anomalie die bessere Beschreibung darstellt.

<sup>8</sup>Bei dieser Angabe handelt es sich um die Werte aus der Referenz [Bor00], die nach der neueren Methode der Energieverlustkorrektur ermittelt wurden und deshalb leicht von den Werten aus Referenz [Wei99] abweichen.



**Abbildung 5.2: Fitergebnisse für Q2-Q5 (aus [Bor00]).** Dargestellt sind die Ergebnisse der Anpassungen für die Datensätze Q2-Q5. Auf der linken Seite ist der Parameter  $m_\nu^2$  (gefüllte Kreise) für die vier verschiedenen Quellfilme in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls dargestellt. Die obere Grenze lag immer bei 18.66 keV. Die inneren Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler und die äußeren Balken geben den Gesamtfehler an. Die zugehörigen Werte für das reduzierte Chiquadrat  $\chi^2_{\text{red}} = \chi^2/d.o.f.$  sind auf der rechten Achse dargestellt (offene Kreise).

### 5.1.5 Die Messungen von 1999

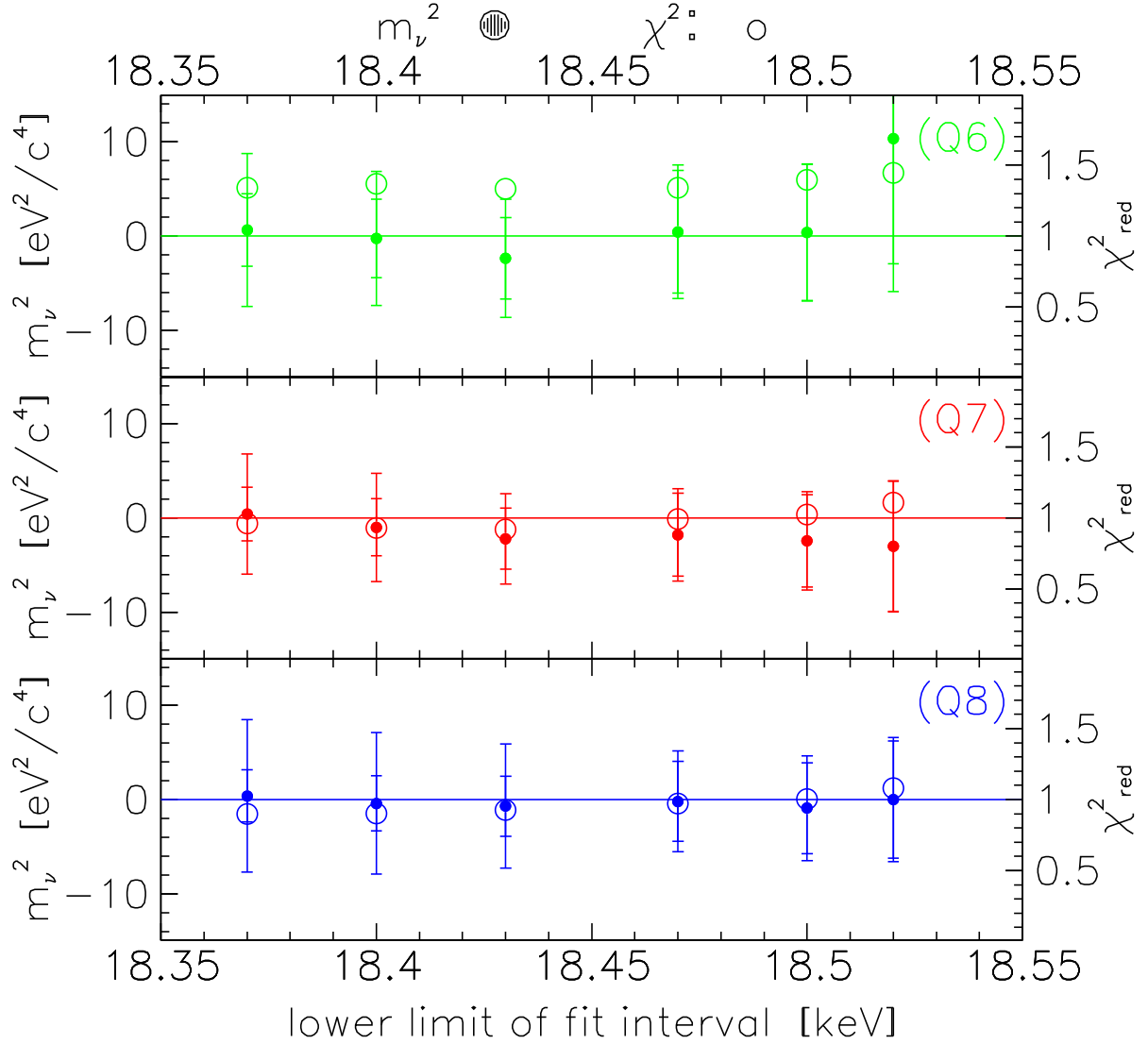
Auch 1999 wurden insgesamt drei Tritiummessungen durchgeführt, die vor allem die Aufgabe hatten möglichst viel Statistik zu sammeln, um die Obergrenze für die Ruhemasse des Elektronantineutrinos weiter zu verbessern. Ziel, Ausführung und Ergebnisse dieser Messungen sind ausführlich in der Doktorarbeit von L. Bornschein [Bor02] beschrieben. Die ersten beiden Quellfilme (Q6 und Q7) wurden direkt nacheinander gefroren, da der erste durch einen Unfall verloren ging. Die beiden Messungen fanden im April/Mai bzw. Mai/Juni 1999 statt. Die dritte Messung war dann von Oktober bis Dezember 1999 angesetzt. Mit diesem Quellfilm (Q8) wurde am längsten an einem Stück gemessen, wobei leider die letzten drei Wochen aufgrund eines Unfalls nicht auswertbar sind. Die Messungen des Jahres 99 sind alle unter sehr ähnlichen Bedingungen durchgeführt worden. Für Q6 und Q7 beinhaltet ein Durchlauf 65 Messpunkte und für Q8 77. Pro Messpunkt wurde 20 s gemessen, nur am Umkehrpunkt für 40 s. Die Datensätze umfassen für Q6 ungefähr 1670 Durchläufe, für Q7 ungefähr 1950 Durchläufe und für Q8 ungefähr 1490 Durchläufe.

In Abbildung 5.3 erkennt man deutlich, dass alle drei Datensätze die erwartete Unabhängigkeit vom Auswertintervall zeigen. Sie erfüllen das Stabilitätskriterium und sind somit störungsfrei. Die Werte für das Massenquadrat liegen im physikalisch erlaubten Bereich. Nimmt man alle ungestörten Datensätze zusammen, d.h. Q5, Q6, Q7 sowie Q8 und analysiert die letzten 70 eV (diese stellen ein Minimum des Gesamtfehlers dar, das sich aus systematischem und statistischem Anteil zusammensetzt), erhält man:

$$m_\nu^2 c^4 = -1.6 \pm 2.5_{stat} \pm 2.1_{sys} \text{ eV}^2 \text{ für Q5-Q8}$$

Dies führt zu einer Obergrenze von  $m_\nu c^2 \leq 2.2 \text{ eV}$  (95% *C.L.*).

Alle Obergrenzen werden gebildet mit der Methode des “unified approach” [Fel98]. Alle benutzten Zahlenwerte sind mit der neueren Methode der Energieverlustkorrektur erzeugt worden und stimmen mit denen in den Referenzen [Bor00] und [Bor02] überein.



**Abbildung 5.3: Fitergebnisse für Q6-Q8 (siehe auch [Bor02]).** Dargestellt sind die Ergebnisse der Anpassungen für die Datensätze Q6-Q8. Auf der linken Seite ist der Parameter  $m_\nu^2$  (gefüllte Kreise) für die drei verschiedenen Quellfilme in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls dargestellt. Die obere Grenze lag immer bei 18.66 keV. Die inneren Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler und die äußeren Balken geben den Gesamtfehler an. Die zugehörigen Werte für das reduzierte Chiquadrat  $\chi^2_{\text{red}} = \chi^2/d.o.f.$  sind auf der rechten Achse dargestellt (offene Kreise).

## 5.2 Troitsk-Anomalie

Neben dem Mainzer Neutrinomassen-Experiment gibt es noch ein zweites Experiment, das nach dem MAC-E-Filter-Prinzip arbeitet - und zwar in Troitsk (Moskau) [Lob85]. Es wurde zur gleichen Zeit unabhängig entwickelt und hat in etwa eine vergleichbare Sensitivität <sup>9</sup> auf die Neutrinomasse wie das Mainzer Experiment. Der wesentliche Unterschied besteht in der Art der eingesetzten Tritiumquelle. Während in Mainz eine Festkörperquelle benutzt wird, wie in Kapitel 2 beschrieben, arbeitet das Troitsker Experiment mit einer gasförmigen Tritiumquelle <sup>10</sup>. Das Tritiumgas wird im Zentrum eines 3 m langen Rohres (26-28 K kalt) innerhalb eines Solenoiden eingelassen, strömt am Ende frei aus und wird mit Quecksilber-Diffusionspumpen abgepumpt und zirkuliert. Das bedeutet, dass die systematischen Unsicherheiten anders zusammengesetzt sind. Außerdem ist es in Troitsk möglich, bei höheren Magnetfeldern (6-8 T) zu arbeiten und das Elektrodensystem ist mit drei Elektroden wesentlich einfacher strukturiert.

### 5.2.1 Ergebnisse des Troitsk Experimentes

Die Datennahme in Troitsk startete 1994 und läuft seitdem für einige Wochen pro Jahr. In Troitsk wurden zwischen 1994 und 2002 nach [Tit03] in 17 Runs von je 0.5 - 1.5 Monaten Dauer insgesamt 290 Tage Daten gesammelt <sup>11</sup>. Seit Beginn der Messungen in Troitsk wird von einem Anstieg der Zählrate <sup>12</sup>, kurz unterhalb des Endpunktes berichtet. Da es sich ebenfalls um ein integrierendes Spektrometer handelt, entspricht das einer Linie im primären Spektrum. Dieser Zählratenanstieg ist in Abbildung 5.4 dargestellt. Diese Linie variiert in ihrer Amplitude (einige  $10^{-10}$  der Gesamtrate) und in ihrer Position zwischen 5 und 22 eV unterhalb des Endpunktes. In der ersten Veröffentlichung von 1995 [Bel95], die 3 Runs umfasst, ist direkt schon die Rede von der Anomalie mit einer Position von 7 eV unterhalb des Endpunktes und einer Amplitude von 2.9 mHz <sup>13</sup>. In den folgenden Jahren kam noch ein weiteres Phänomen hinzu. Mit wachsender Anzahl

---

<sup>9</sup>Unter Sensitivität ist hier der Wert zu verstehen, den man erhält, wenn man für die erreichten Unsicherheiten und eine Neutrinomasse von Null die Obergrenzen nach der Methode des "unified approach" ermittelt.

<sup>10</sup>Eine gasförmige Tritiumquelle wurde zum ersten Mal am Los Alamos Experiment [Wil87] eingesetzt.

<sup>11</sup>Diese Zahlen stammen aus einem internen Bericht und wurden mir von Nikita Titov im Rahmen einer privaten Mitteilung gegeben. Die Gesamtanzahl von 17 rührt daher, dass teilweise mehrere Runs zusammengefasst wurden, die in früheren Veröffentlichungen einzeln gezählt wurden, was die Zahlen von bis zu 31 in den dargestellten Bildern erklärt.

<sup>12</sup>Der plötzliche Zählratenanstieg im integralen Spektrum, lässt sich mit einer Stufe beschreiben, deshalb wird der Begriff im Folgenden auch synonym für den Begriff Troitsk-Anomalie verwendet.

<sup>13</sup>Dieses Ergebnis stammt aus einem Fit, bei dem zum Standard Spektrum eine stufenartige  $\Theta$ -Funktion addiert wurde.

an Runs stellte sich heraus, dass die Parameter der Troitsk-Anomalie nicht stabil waren. Die Stufe änderte mit der Zeit sowohl die Amplitude, als auch ihre Position. In Referenz [Lob99] sind die Erkenntnisse über die Troitsk-Anomalie anhand von ungefähr 200 Messtagen (1994-1998) zusammengefasst. Für eine Anpassung ohne Berücksichtigung der Anomalie liegen die Ergebnisse für den Parameter Neutrinomassenquadrat zwischen  $-10 \text{ eV}^2/\text{c}^4$  und  $-20 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ , also bei der Kleinheit der statistischen und systematischen Unsicherheiten ( $\approx 2.5 \text{ eV}^2/\text{c}^4$ ) deutlich im physikalisch verbotenen negativen Bereich. Deshalb wird in Troitsk immer die Anpassung verwendet, die die Stufe berücksichtigt. Dabei variieren die Parameter für die Stufe mit der Zeit. Die Position  $\delta E_{step}$  variiert zwischen 5 und 15 eV (in den Messungen der Jahre 2000 und 2002 sogar bis 22 eV) unterhalb des Endpunktes. Verwendet man als Anpassung an die Periode eine sinusförmige Kurve so erhält man als besten Wert  $V_1 = 0.496 \pm 0.003$  Jahre und eine Position von  $V_2 = 10 \text{ eV}$ . Die mittlere Amplitude der Stufe liegt bei ungefähr 4.35 mHz, variiert aber ebenfalls sehr stark zwischen 2 und 10 mHz. Die Variationen der Stufenparameter über die Zeit sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Ebenfalls in der Referenz [Lob99] wird noch die Idee eines physikalischen Erklärungsversuch dargestellt. Die Stufe könnte von einem Neutrinoeinfang herrühren. Das eingefangene Neutrino hätte dann negative Energie, d.h. es wäre in einer Neutrinowolke gebunden. Wenn die Bindungsenergie und  $\nu$ -Dichte sich innerhalb der Wolke, die die ganze Erde umfassen müsste, ändert, dann könnte das die jahreszeitlichen Schwankungen der Parameter für die Anomalie erklären. Innerhalb der Wolke müsste die Dichte der Neutrinos aus dem Urknall um 15 Größenordnungen erhöht sein. Diese Erklärungsversuche sind aber sehr spekulativ [Ste98]. Die Daten schließen auch eine die mögliche Existenz von mehr als einer Stufe nicht aus. Ob die Daten anders als durch eine  $\delta$ -förmige Linie im Primärspektrum beschrieben werden können, ist von der Troitsker Gruppe nicht untersucht worden. Damit ergibt sich als Ergebnis für das Troitsker Experiment unter Berücksichtigung der Stufe für 1994-1998 nach [Lob99]:

$$m_\nu^2 = -1.9 \pm 3.4_{fit} \pm 2.2_{sys} \text{ eV}^2/\text{c}^4 \quad (5.1)$$

und damit eine Obergrenze von:  $m_\nu < 2.5 \text{ eV}/\text{c}^2$  (95% C.L.) mit der Methode des “unified approach”.

Die Troitsker Gruppe analysiert ihre Daten grundsätzlich mit Stufe. Auffällig ist, dass die Stufen meist signifikant sind. Aber auch Stufen mit weniger als  $2\sigma$  beeinflussen den Parameter  $m_\nu^2$ .

Für die aktuellste Veröffentlichung [Lob03] wurden 290 Tage Daten genommen, die in 17 Runs von je 0.5 - 1.5 Monaten Dauer zusammengefasst sind. Die Anpassung wird mit 6 freien Parametern durchgeführt (inklusive Stufe). Allerdings enthält das Ergebnis nur etwa die Hälfte der genommenen Daten. Ausgeschlossen werden alle Daten mit Stufenpositionen von weniger als 8 eV unterhalb des Endpunktes, wegen der starken Korrelation mit dem Parameter Massenquadrat und

drei Runs mit Stufenpositionen zwischen 18 und 22 eV, weil sie eine um einen Faktor 2-3 größere Amplitude aufweisen als die vorherigen. Das führt dann zu folgenden Werten, wobei die Vergrößerung der systematischen Unsicherheit um  $1.5 \text{ eV}^2$  durch Einführung der Stufenparameter nicht berücksichtigt wird:

$$m_\nu^2 = -2.3 \pm 2.5_{\text{fit}} \pm 2.0_{\text{sys}} \text{ eV}^2/c^4$$

und damit eine Obergrenze <sup>14</sup> von:  $m_\nu < 2.05 \text{ eV}/c^2$  (95% C.L.) mit der Methode des “unified approach”.

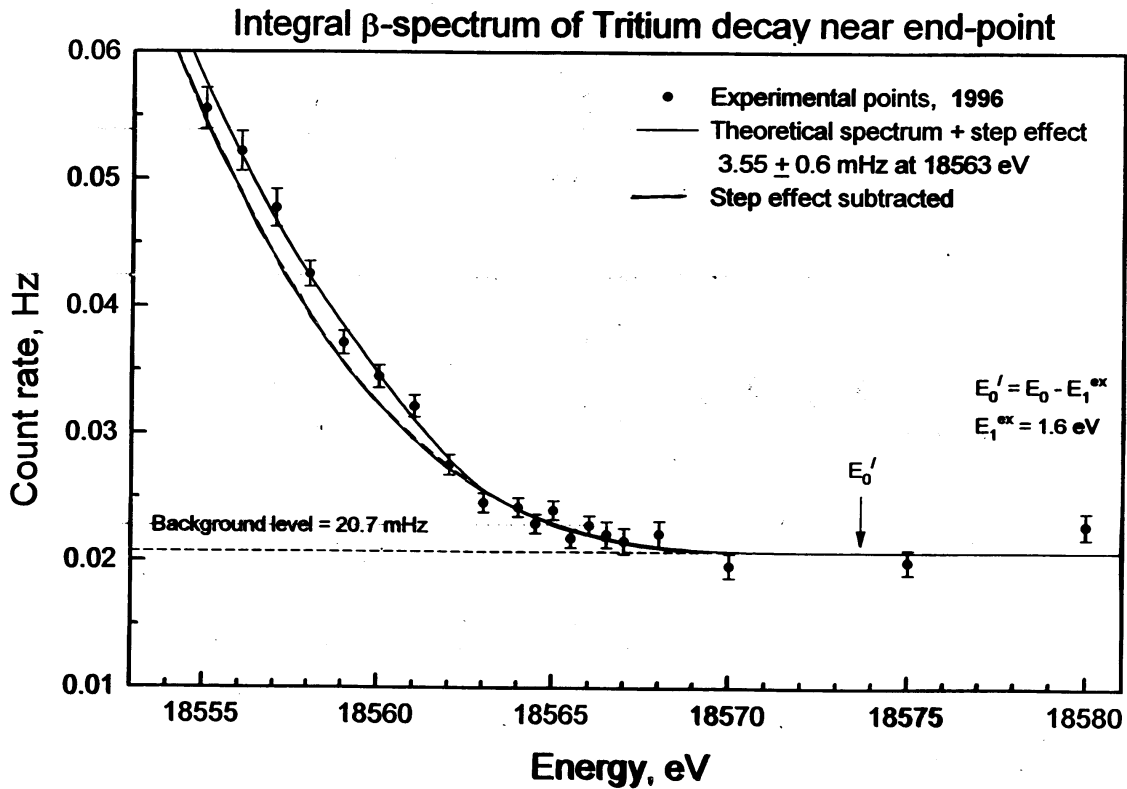
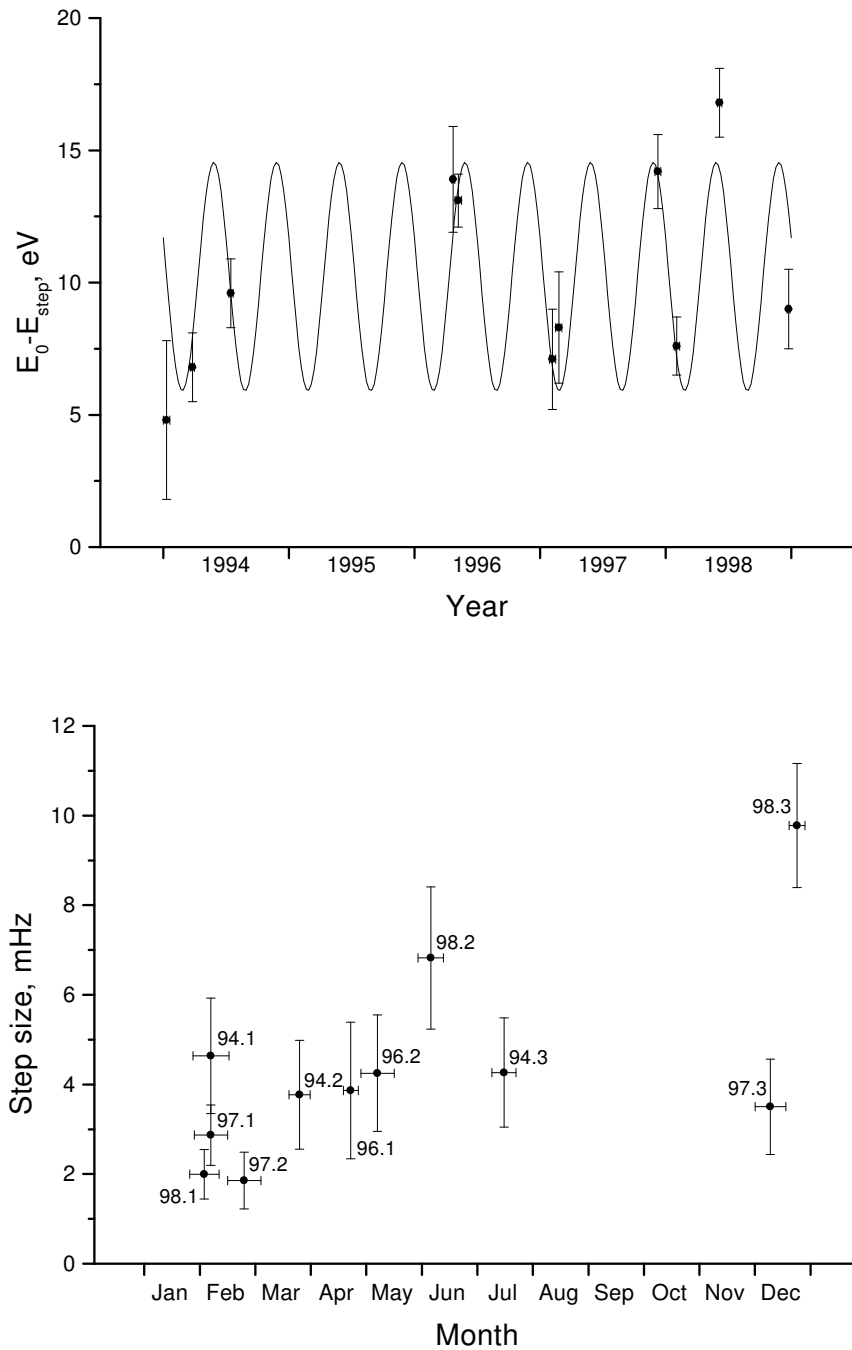


Abbildung 5.4: Spektrum Troitsk mit Anomalie (nach [Lob97]). Dargestellt ist ein gemessenes Spektrum im Endpunktbereich der Troitsker Gruppe aus dem Jahr 1996. Die Punkte geben die experimentellen Daten wieder. Die obere durchgezogene Linie stellt eine Anpassung an die Daten mit zusätzlicher Stufe dar, während die Stufe für die untere durchgezogene Linie abgezogen wurde.

<sup>14</sup>Unter Einbeziehung der zusätzlichen Unsicherheit von  $1.5 \text{ eV}^2$  erhält man eine Obergrenze von  $2.2 \text{ eV}/c^2$ . Die Sensitivität für diese Zahlenwerte liegt bei  $2.5 \text{ eV}/c^2$ .





**Abbildung 5.5: Variation der Parameter der Troitsk-Anomalie (aus [Lob99]).** Dargestellt ist im oberen Bild die sinusförmige Anpassung der Stufenposition in eV unterhalb des Endpunktes gegen die Zeit in Jahren. Die gemessenen Werte sind ebenfalls eingetragen. Im unteren Bild sind die Amplituden der entsprechenden Messungen gegen die Zeit gezeigt.

### 5.2.2 Suche nach der Troitsk-Anomalie in den Mainzer Daten

Die Auswertung der Mainzer Daten erfolgt grundsätzlich ohne Stufe. Zur Überprüfung, ob ein Effekt wie die Troitsk-Anomalie in einem Datensatz vorhanden ist, ist es nötig die Anpassungsfunktion zu verändern. Eine zusätzliche Linie im primären Spektrum lässt sich durch zwei weitere freie Parameter beschreiben. Neben den bisherigen vier freien Parametern werden also zwei weitere eingeführt die die Position und die Amplitude der Linie beschreiben. Die Anpassungsfunktion wird nach der Referenz [Bel95] modifiziert, indem zum Tritium- $\beta$ -Spektrum  $\frac{dN}{dE}$  (Gleichung 3.6) additiv eine unendlich scharfe Linie mit Amplitude  $a_{step}$  an der Position  $E_{anomaly} = E_0 - \delta E_{step}$  hinzugefügt wird.

$$\begin{aligned}
 \frac{dN}{dU} &= \int_{-eU}^{E_0} \left( \frac{dN}{dE} + a_{step} \delta(E_0 - \delta E_{step} - E) \right) f_{res}(E, U) dE + B \\
 &= \int_{-eU}^{E_0} \frac{dN}{dE} f_{res}(E, U) dE + B \\
 &\quad + a_{step} f_{res}(E_0 - \delta E_{step}, U)
 \end{aligned} \tag{5.2}$$

Die auf diese Weise erweiterte Anpassungsfunktion enthält nun sechs freie Parameter:  $m_\nu^2$ ,  $E_0$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $a_{step}$  und  $\delta E_{step}$ . Durch Ausführen der Integration wird aus der eingesetzten Linie eine Stufe, die dann das Ansteigen der Zählrate ab einem bestimmten Punkt reproduziert.

Für die Suche nach einer Stufe in den Mainzer Daten werden mehrere Anpassungen für feste Stufenpositionen durchgeführt. Man erhält jeweils einen Wert für das  $\chi^2$  der Anpassung. Die Werte für die Position der Stufe werden zwischen -5 eV und +30 eV unterhalb des Endpunktes in 2.5 eV-Schritten variiert. Stellt man nun den Verlauf des  $\chi^2$  gegenüber der Stufenposition dar, so kann man entscheiden, ob der Datensatz eine Troitsk-Anomalie enthält oder nicht. Mit Hilfe von Simulationen wurde ein Katalog von Kriterien aufgestellt, wann von einer signifikanten Anomalie gesprochen werden kann. An dieser Stelle soll nur kurz der Katalog angegeben werden, der die Kriterien zusammenfasst. Ihr Zustandekommen ist in der Diplomarbeit [Kra00] beschrieben.

1. Das Minimum der  $\chi^2$ -Werte für eine Analyse mit Stufe  $\chi_S^2$  muss sich gegenüber dem ohne Stufe  $\chi_0^2$  um mindestens sechs Einheiten verbessern.  
 $\Delta\chi^2 = \chi_0^2 - \chi_S^2 \geq 6$ <sup>15</sup>
2. Der Fitwert für das Massenquadrat sollte an der Stelle der Stufenposition näher an den physikalisch erlaubten Bereich  $m_\nu^2 \geq 0$  heranrücken.

---

<sup>15</sup>Eine  $2\sigma$ -Abweichung entspricht  $\Delta\chi^2 = 4$  und das ergibt mit zwei zusätzlichen freien Parametern eine Differenz von sechs Einheiten.

$$\Delta m^2 = m_S^2 - m_0^2 \geq 0$$

Im optimalen Fall, wenn keine weitere Störung im Spektrum vorhanden ist, muss  $m_S^2 \geq 0$  innerhalb der Fehler gelten.

3. Die Stufenamplitude muss positiv sein, denn ein Zählratenabfall bei wachsendem Integrationsintervall ist bei einem integrierenden Spektrometer nicht möglich, bzw. als Störeffekt zu interpretieren.

$$a_{step} > 0$$

4. Der Wert für  $\chi^2$  muss an der entsprechenden Stelle gut sein, d.h. das Minimum des  $\chi^2$ -Wertes muss im Bereich der *d.o.f.*<sup>16</sup> liegen.
5. Die Stufe muss als Störung lokal (z.B. in den Residuen<sup>17</sup>, die für Q4 in Anhang A dargestellt sind), erkennbar sein.

Wenn alle diese Bedingungen erfüllt sind, sprechen wir von einer Stufe wie sie von der Troitsker Gruppe beschrieben wird [Lob99], in dem entsprechenden Datensatz, d.h. es handelt sich dann um eine statistisch signifikante Stufe.

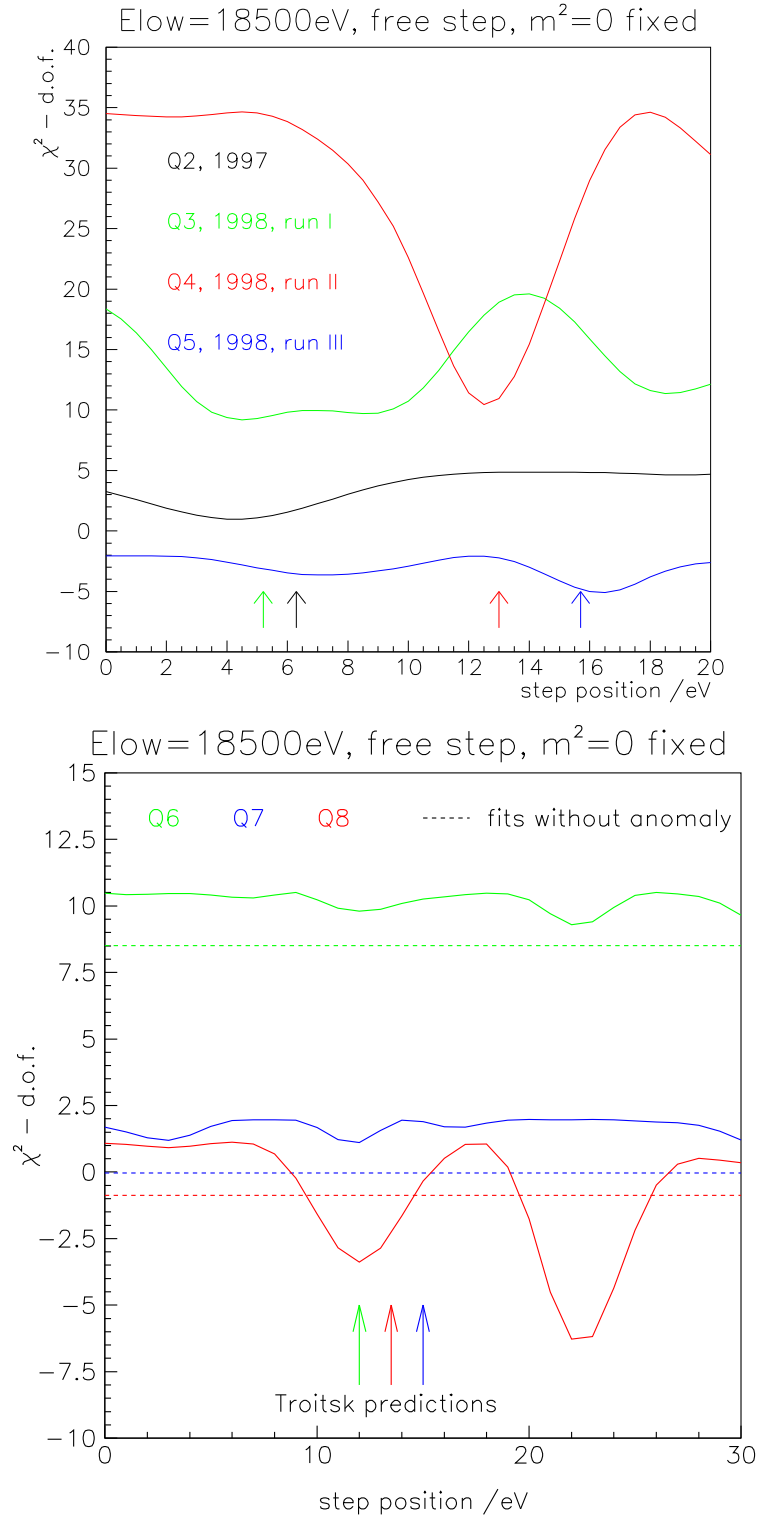
Die Ergebnisse der Suche nach der Troitsk-Anomalie der Messungen Q2-Q8 sind in Abbildung 5.6 zusammengefasst. Man erkennt im oberen Teil des Bildes ein deutliches Signal für die Messung Q4, das auch mit einer positiven Amplitude und einer Verbesserung im Parameter  $m_\nu^2$  verbunden ist. Die Position stimmt auch sehr gut mit der Vorhersage der Halbjahresperiode überein. Allerdings hat die Messung Q5 ungefähr ein halbes Jahr später stattgefunden, man sollte also wiederum ein positives Signal für die Troitsk-Anomalie erwarten, was aber nicht der Fall war. Im unteren Bild scheint für die Messung Q8 ebenfalls ein Signal vorhanden, aber dieses ist mit einer negativen Amplitude verbunden. Das zweite kleinere Minimum hat zwar eine positive Stufenamplitude, weist allerdings nur eine geringe Verbesserung im  $\chi^2$  auf, sodass auch die Q8 keine signifikante Troitsk-Anomalie enthält. Damit lässt sich keine der Messungen von 1999 mit der Troitsk-Anomalie besser beschreiben.

Zusammenfassend lässt sich bis hierher sagen, dass es keine Erklärung für die stufenartige Störung in Q4 gibt. Die postulierte Halbjahresperiode ist, wenn man die Zeiträume der Q4 und Q5 (ein halbes Jahr später) bzw. Q6/Q7 (ein Jahr später) und Q8 (eineinhalb Jahre später) betrachtet, widerlegt. Die Messungen des Jahres 1999 zeigen keine signifikante stufenartige Störung. Um in der Frage nach der Natur der Troitsk-Anomalie weiter zu kommen, wurden für das Jahr 2000 zeitgleiche Messungen vorgeschlagen und auch durchgeführt. Diese werden im nächsten Kapitel beschrieben.

---

<sup>16</sup>*d.o.f.* steht für die Anzahl der Freiheitsgrade und wird aus der Differenz von Anzahl der Datenpunkte und Anzahl der Fitparameter gebildet.

<sup>17</sup>Als Residuen werden die Abweichungen der Messpunkte zu der Fitfunktion in Einheiten des relativen Fehlers bezeichnet.



**Abbildung 5.6: Suche nach der Troitsk-Anomalie in den Messungen Q2 bis Q8.** Dargestellt ist jeweils das  $\chi^2 - \text{d.o.f.}$  einer 5-Parameteranpassung ( $m_\nu^2 = 0$  fest) als Funktion der Stufenposition  $\delta E_{\text{step}} = E_0 - E_{\text{anomaly}}$  für  $E_{\text{low}} = 18500 \text{ eV}$ . Die Anzahl der Freiheitsgrade ( $\text{d.o.f.}$ ) beträgt 25 (Q2), 39 (Q3, Q4, Q5), 23 (Q6, Q7) bzw. 29 (Q8). Die Pfeile kennzeichnen die von Troitsk vorhergesagte Position der Stufe entsprechend der Halbjahresperiode. Für die Messungen Q6 - Q8 ist zusätzlich in Form von waagerechten Linien der Wert für  $\chi^2 - \text{d.o.f.}$  einer 4-Parameteranpassung ohne Anomalie gezeigt.

# Kapitel 6

## Die Messungen des Jahres 2000

Eine wichtige Aufgabe für die Messungen im Jahr 2000 war es, die Natur der Troitsk-Anomalie aufzuklären. Dazu sollte die Zeitlücke (der Troitsker Messungen) von August-November geschlossen werden. Für August gibt es in Mainz wegen der Sommerpause ebenfalls keine Messung. Außerdem sollte möglichst weit in den Dezember gemessen werden, weil zu dieser Zeit in Troitsk bisher die höchsten Amplituden festgestellt wurden. Die Troitsker Gruppe hat schon früh eine periodische Variation der Stufenparameter postuliert, wonach im Dezember ein Maximum für die Amplitude erreicht wird. Vor allem aber sollten gleichzeitige Messungen in Mainz und Troitsk durchgeführt werden, um eine Unterscheidung zwischen physikalischem Effekt und experimentellem Artefakt zu ermöglichen. Die Mainzer Apparatur war Anfang September 2000 messbereit. Aufgrund von technischen Problemen war in Troitsk zu diesem Zeitpunkt nicht abzusehen, wann gemessen werden konnte. In Mainz wurde der erste Quelfilm schließlich am 21.09.00 gefroren, während in Troitsk erst im Dezember mit den Messungen begonnen wurde. Das führte aber zu zweimal einer Woche gemeinsamer Messzeit.

### 6.1 Probleme bei den Messungen

Die Messungen dauerten insgesamt über drei Monate und wurden mit zwei verschiedenen Tritiumfilmen durchgeführt. (Q9: 21.09.-06.11.; Q10: 24.11.-28.12.) Beide Tritiumfilme wurden unter ähnlichen Bedingungen gefroren. Es zeigte sich bald, dass die Bedingungen nicht optimal waren <sup>1</sup>. Die Messungen wurden nicht abgebrochen, um zu prüfen, wie sich die Apparatur bei möglichst geringer Einflussnahme von außen verhält. Insbesondere sollte untersucht werden, ob instabi-

---

<sup>1</sup>Das könnte daran liegen, dass die vorangegangene Ausheizphase eine niedrige Maximaltemperatur hatte und schon ein halbes Jahr zurück lag (siehe auch Tabelle 3.7).

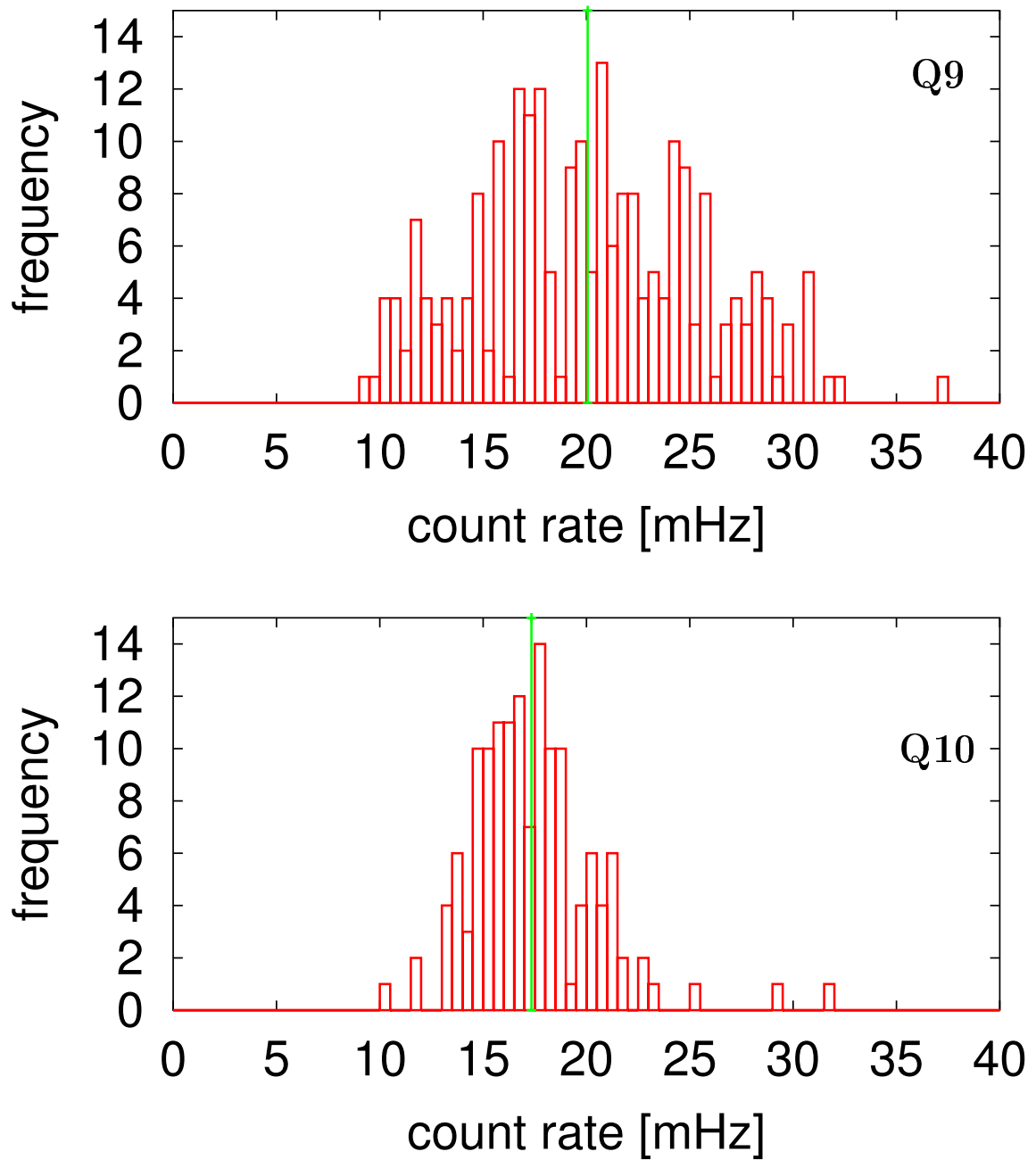
**Tabelle 6.1: Überblick über die Messparameter.** Die Tabelle fasst alle wichtigen Messparameter für die Messungen des Jahres 2000 zusammen, ihre Bedeutung wird dann in den folgenden Abschnitten klar. Beide Messungen wurden mit einem maximalen Öffnungswinkel von  $61^\circ$  (wie 1999) durchgeführt und haben ungefähr die gleiche Schichtdicke  $Q9=131$  ML,  $Q10=134$  ML.

| Messung                | Q9                    |                   | Q10                     |                   |                              |                   |
|------------------------|-----------------------|-------------------|-------------------------|-------------------|------------------------------|-------------------|
| Datum                  | 22.09.-<br>29.10.     | 30.10.-<br>06.11. | 24.11.-<br>05.12.       | 06.12.-<br>13.12. | 14.12.-<br>21.12.            | 22.12.-<br>28.12. |
| Pulsung                | 1 Tag an, 1 Tag aus   |                   | immer an                |                   |                              |                   |
| Spannungswerte setzen  | von beiden Richtungen | nur von oben      | ungeordnete Reihenfolge |                   | neue ungeordnete Reihenfolge |                   |
| zeitgleich mit Troitsk | nein                  | nein              | nein                    | ja                | nein                         | ja                |

le Untergrundbedingungen zu stufenartigen Störungen führen. Außerdem sollten, wie schon angesprochen parallele Messungen mit Troitsk durchgeführt werden.

In früheren Tritiummessungen <sup>2</sup> war es üblich ungefähr einmal pro Woche das System zu konditionieren. Konditionieren bedeutet, dass an die Apparatur eine höhere Spannung angelegt wird, um eventuell auf den Elektroden vorhandene Spitzen durch Ionenbombardierung wegzubrennen. Als Anzeichen für die Notwendigkeit einer solchen Prozedur diente das Verhalten der Untergrundzählrate. Nimmt diese merklich zu oder findet man größere Schwankungen, so beginnt man mit dem Konditionieren. Während der Messungen im Jahr 2000 wurde weiter gemessen, also auf das Konditionieren verzichtet, auch wenn die Untergrundwerte erheblich schwankten und sich zum Teil sogar mehr als verdoppelten. Die Verteilungen der Untergrundwerte für die Messungen des Jahres 2000 sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Dabei ist ein einzelner Eintrag im Histogramm immer über acht Durchläufe gemittelt und enthält noch einen kleinen Anteil an Zählrate, weil zur Berechnung auch einige Punkte unterhalb des Endpunktes benutzt wurden. Damit liegen die Werte im Mittel alle etwas höher, als die in der Anpassung gewonnenen Untergrundwerte. Für die Messung Q10 ist die Verteilung erheblich schmaler; im Gegensatz zur Q9 wurden die Messpunkte in ungeordneter Reihenfolge durchlaufen, die Untergrundpunkte sind also gleichmäßiger über die Messzeit verteilt.

<sup>2</sup>Das bezieht sich vor allem auf die Messungen, die in den Referenzen [Bor00] und [Bor02] beschrieben werden.



**Abbildung 6.1: Untergrundverteilungen Q9 und Q10 ohne Filterung.** Dargestellt ist jeweils die Verteilung des Untergrundes und zwar gemittelt über acht Durchläufe pro Eintrag im Histogramm. Dabei sind zur Bestimmung noch einige Punkte enthalten, die unterhalb des Endpunktes liegen. Die Werte sind gegenüber den in der Anpassung bestimmten leicht erhöht.

Durch möglichst geringes Eingreifen in den Messablauf wurden gezielt nicht optimale Bedingungen in der Apparatur hergestellt, die zu erheblichen Problemen führten:

- Die Ergebnisse schienen abhängig von der Richtung in der das Spektrum gescannt wurde. In einem Durchlauf werden alle Spannungswerte zweimal durchlaufen, erst in steigender Größe und dann in umgekehrter Reihenfolge wieder zurück. Die Scanrichtungen werden im Folgenden als Hinlauf bzw. Rücklauf bezeichnet, wobei mit Hinlauf gemeint ist, dass im Untergrundbereich gestartet und dann ins Spektrum hinein gescannt wird; Rücklauf steht dann für die Richtung aus dem Spektrum hinaus.
- Schon im Rohdatenspektrum sind deutliche Unterschiede zu erkennen (siehe Abbildung 6.2).
- Die beobachteten Unterschiede in der Scanrichtung führen zu erheblichen Abweichungen in der Observablen Massenquadrat.
- Diese Effekte sind über den gesamten Zeitraum der Messungen mit dem ersten Tritiumfilm zu beobachten.
- Alle Teile der Apparatur wurden nochmals auf ordnungsgemäßes Funktionieren überprüft und dabei wurden keine Fehler gefunden.
- Die einzigen Unregelmäßigkeiten finden sich in der Untergrundzählrate.
- Aber selbst, wenn man die Durchläufe mit deutlich erhöhtem Untergrund in der Auswertung unberücksichtigt lässt, bleibt der Unterschied zwischen den beiden Scanrichtungen erhalten.

Die Differenzen zwischen Hin- und Rücklauf sind, wie Abbildung 6.2 zeigt, schon im Rohdatenspektrum zu erkennen; viel deutlicher ist der Effekt aber, wenn man die Residuen aufträgt. Die Güte der Verträglichkeit von Hin- und Rücklauf lässt sich mit Hilfe des  $\chi^2$ -Parameters beschreiben, der folgendermaßen definiert ist:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N res_i^2 \quad (6.1)$$

Mit Hilfe der Residuen:

$$res_i = \left( \frac{y_{i,down} - y_{i,up}}{\sigma_i} \right) \quad (6.2)$$

kann man dann eine systematische Messabweichung  $\Delta$  für den gesamten Datensatz wie folgt beschreiben:

$$\Delta = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{i=1}^N res_i \quad (6.3)$$



Definiert man nun noch die größte lokale Störung  $\delta_{max}$ :

$$\delta_{max} = \max_i \left| \frac{1}{\sqrt{7}} \sum_{j=i-3}^{j=i+3} res_j \right| \quad (6.4)$$

So kann man Vergleiche zwischen verschiedenen Messungen ziehen. In der folgenden Tabelle sind die genannten Größen für zwei Messungen angegeben, und zwar für Q7 und die Tage der Q9, in denen nicht gepulst wurde. In Abbildung 6.3

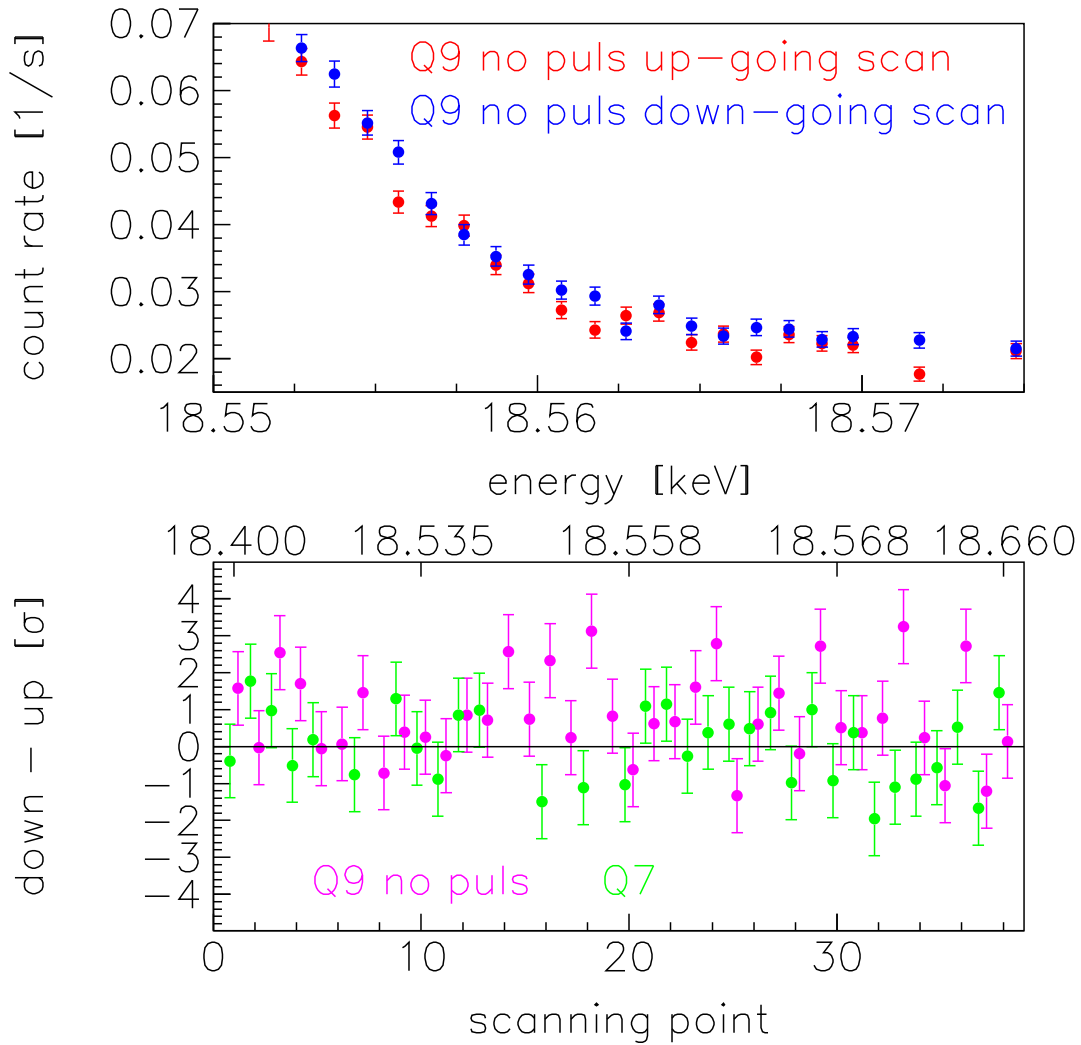
**Tabelle 6.2: Vergleich Q7 und Q9 ungepulst.**

| Messung        | Q7        | Q9   |
|----------------|-----------|------|
| <b>Pulsung</b> | teilweise | nein |
| $\chi^2$       | 1.0       | 2.2  |
| $\Delta$       | -0.1      | 5.2  |
| $\delta_{max}$ | -2.0      | 4.0  |

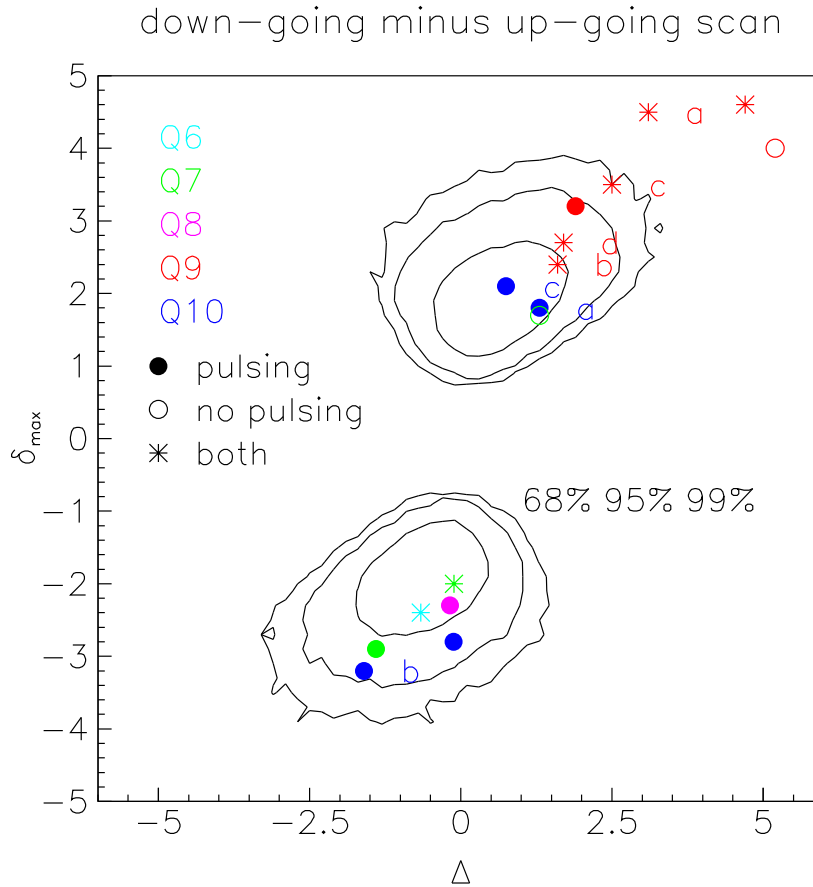
ist diese größte lokale Störung  $\delta_{max}$  gegen die systematische Messabweichung  $\Delta$  aufgetragen. Die Konturen zeigen die Bereiche, in denen man die Ergebnisse für einen ungestörten Datensatz erwarten würde<sup>3</sup>. Dabei bildet die innerste Kontur  $1\sigma$ , die mittlere  $2\sigma$  und die äußere  $3\sigma$  Bereiche. Man erkennt deutlich, dass für die Teile der Q9, in denen nicht gepulst wurde, die größten Abweichungen zu verzeichnen sind. In der letzten Woche der Q9, die im Bild mit d bezeichnet ist, wurden die Spannungswerte immer aus der gleichen Richtung<sup>4</sup> gesetzt. Dieser Teil liegt innerhalb der  $1\sigma$  Kontur. Die Werte für die Messung Q10 liegen allesamt innerhalb der  $2\sigma$ -Kontur. Hier wurde eine einmalig bestimmte, ungeordnete Wiederholung der Messpunkte als Reihenfolge verwendet. D.h. die Untergundpunkte sind gleichmäßiger über die Messzeit verteilt und eventuell sich aufbauende Hystereseeffekte werden gestört. Da die Pulsung eine stabilisierende Wirkung auf den Untergrundlevel hat und die Teile der Q9, in denen gepulst wurde auch wesentlich besser in den Konturen liegen, ist es sinnvoll, sich das Untergrundverhalten näher anzusehen und die Ursache dort zu suchen.

<sup>3</sup>Diese Bereiche wurden durch Simulationen ermittelt.

<sup>4</sup>Konkret bedeutete “immer aus der gleichen Richtung”, dass versucht wurde den Fall “nur Rückläufe” zu erzeugen. Alle Spannungswerte wurden erst übersprungen, um dann auf den eigentlichen Wert zurückzukehren.



**Abbildung 6.2: Differenz Hin- und Rücklauf.** Dargestellt sind im oberen Teil des Bildes die Zählraten für die verschiedenen Scanrichtungen am Beispiel der Q9. Im unteren Teil sind die Differenzen in den Residuen der zugehörigen Messung im Vergleich zu denen einer ungestörten Messung (Q7) gezeigt. Für die Q9 ist deutlich zu erkennen, dass die Abweichungen überwiegend im Positiven liegen, also eindeutig eine Vorzugsrichtung aufweisen, während die Werte für Q7 den Erwartungen entsprechend um Null streuen.



**Abbildung 6.3: Beurteilung der Abweichungen zwischen Hin- und Rücklauf.** Die maximale lokale Störung  $\delta_{\max}$  ist gegenüber der systematischen Messabweichung  $\Delta$  aufgetragen. Die Konturen zeigen die Flächen, die man für ungestörte Datensätze erwarten würde. Die innerste Kontur steht für  $1\sigma$ , die nächste für  $2\sigma$  und die äußere für  $3\sigma$ . Die farbigen Punkte stehen für die verschiedenen Messungen und die verschiedenen Symbole beschreiben den Zustand der Pulsung. Türkis, grün und magenta stehen für die Messung Q6, Q7 und Q8 von 1999, während rot und blau die Messungen Q9 und Q10 des Jahres 2000 repräsentieren. Ausgefüllte Symbole beschreiben Zeitabschnitte der Messungen, in denen die Pulsung immer angeschaltet war, während leere Symbole solche Abschnitte zeigen, die ohne Pulsung gemessen wurden. Die Sterne bezeichnen Abschnitte, in denen sich Tage mit und ohne Pulsung abwechselten. Es ist deutlich zu erkennen, dass einige Teile der Q9 sehr weit außerhalb der Konturen liegen. Die beste Übereinstimmung für die Q9 zeigt der Punkt, der mit d bezeichnet ist. Dabei handelt es sich um den letzten Zeitabschnitt, in dem die Spannungswerte alle in der gleichen Richtung gesetzt wurden.

### 6.1.1 Teilen des Datensatzes nach Untergrundzählrate

Geht man davon aus, dass die während der Tritiummessungen ermittelten Untergrundzählraten  $B$ , einen Hinweis auf den Zustand der Apparatur geben, so ist es legitim, den Datensatz nach diesem Kriterium zu unterteilen. Teilt man den Datensatz in drei ungefähr gleich große Teile für niedrigen, mittleren und hohen Untergrund in der Art, dass alle drei Teile ungefähr das gleiche statistische Gewicht enthalten und wertet diese dann einzeln aus, so führt das zu folgenden Ergebnissen, die in Tabelle 6.3 quantitativ und in Abbildung 6.4 für die Messung Q9 grafisch dargestellt sind:

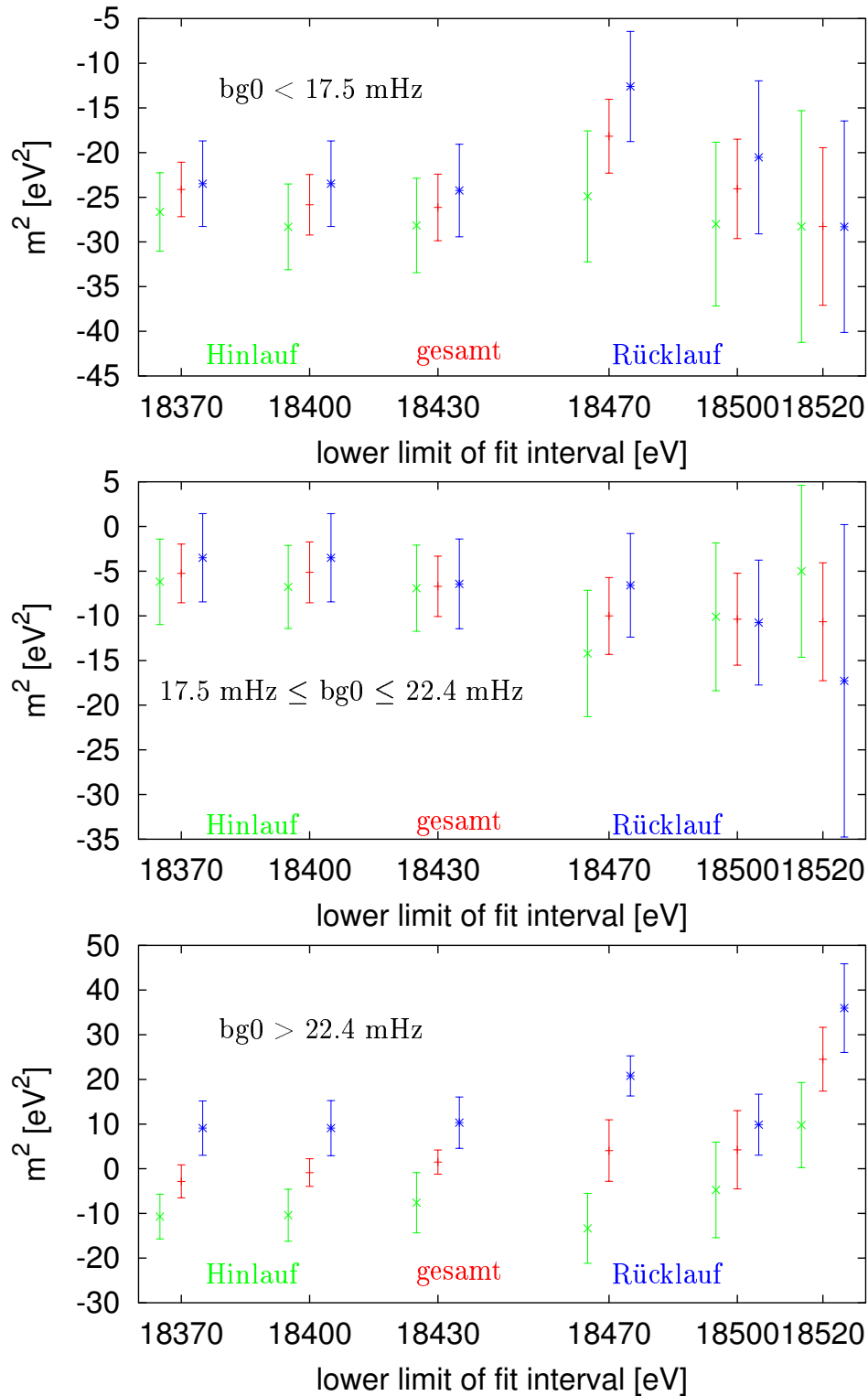
**Tabelle 6.3: Mittelwerte für  $m_\nu^2$  für verschiedene Untergrundbereiche.** Die Tabelle zeigt für die verschiedenen Untergrundbereiche jeweils die Mittelwerte des Parameters  $m_\nu^2$  über alle Auswertintervalle. Dabei sind die Werte zusätzlich noch nach Scanrichtung unterteilt.

|                                   | Gesamt<br>$m_\nu^2$ [eV <sup>2</sup> /c <sup>4</sup> ] | Hinlauf<br>$m_\nu^2$ [eV <sup>2</sup> /c <sup>4</sup> ] | Rücklauf<br>$m_\nu^2$ [eV <sup>2</sup> /c <sup>4</sup> ] |
|-----------------------------------|--------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------|
| $B \leq 17.5$ mHz                 | -24.4                                                  | -27.4                                                   | -22.1                                                    |
| $17.5 \text{ mHz} < B < 22.4$ mHz | -8.0                                                   | -8.2                                                    | -8.0                                                     |
| $B \geq 22.4$ mHz                 | +5.1                                                   | -6.2                                                    | +15.9                                                    |

- Die Unterschiede in der Scanrichtung verschwinden für den mittleren Bereich der Untergrundrate fast vollständig.
- Für ganz niedrige Untergrundraten sind die Werte für den Parameter Massenquadrat sehr negativ.
- Für sehr hohe Untergrundwerte sind die Werte für den Parameter Massenquadrat zwar am nächsten bei Null, aber die Unterschiede in der Scanrichtung sind auch am größten.

### 6.1.2 Einschalteeffekte

Um die Ursache für den Effekt der Unterschiede zwischen Hin- und Rücklauf zu finden, wurde untersucht, ob ein Problem beim Einstellen der Spannung vorlag. Man könnte sich vorstellen, dass das Setzen eines Spannungswertes länger dauert als die Messpause, dass er zum Beispiel erst übersteuert wird und dann auf den eigentlichen Wert zurückgeht. Liegt solch ein Effekt innerhalb der Messzeit, kann es zu Unterschieden in der Scanrichtung führen, denn einmal werden die Spannungswerte von oben gesetzt und einmal von unten. Um diese Vermutung

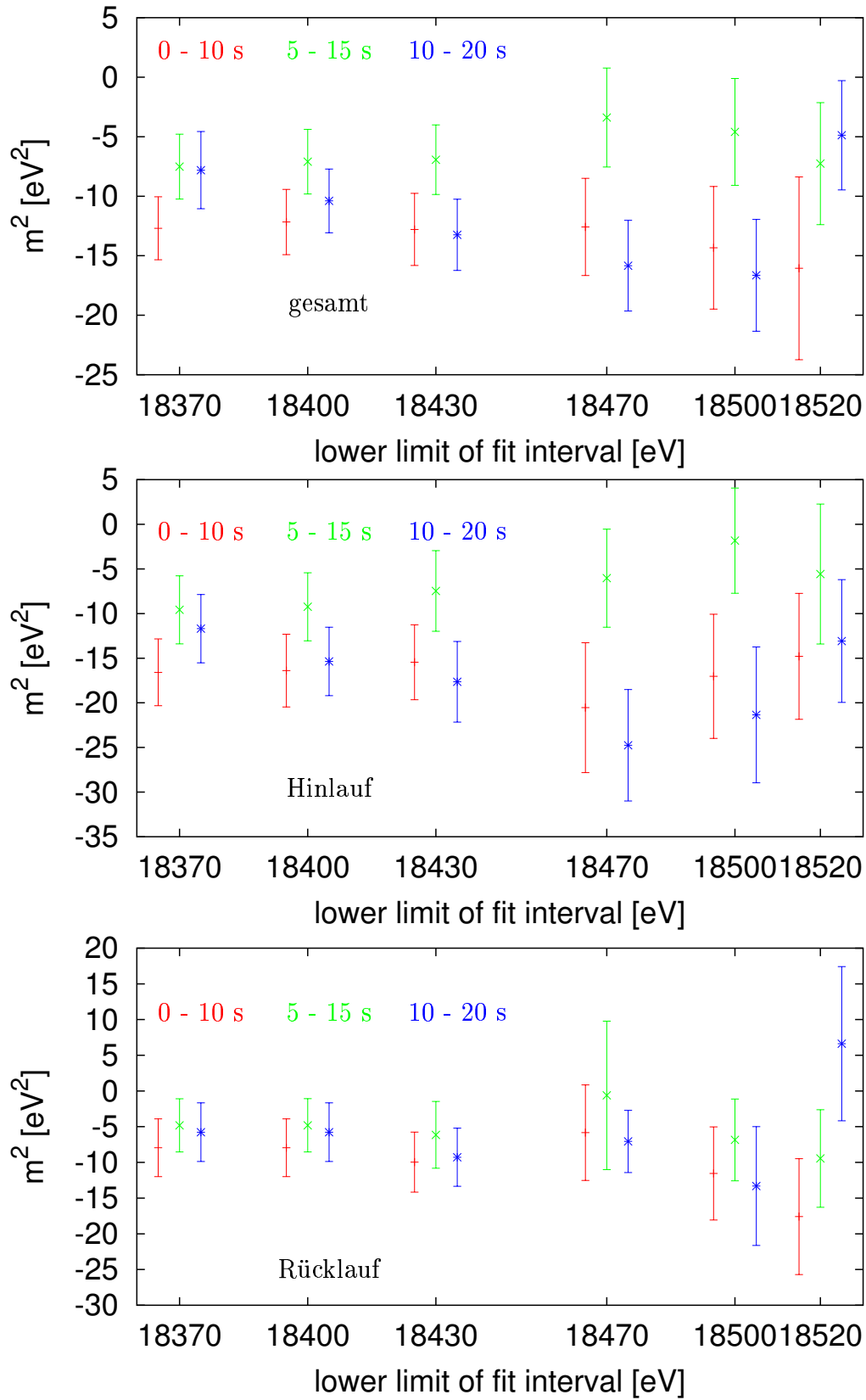


**Abbildung 6.4: Messung Q9 nach Untergrundzählrate geteilt.** Dargestellt ist für die Messung Q9 und die letzten 70 eV jeweils das Anpassungsergebnis für den Parameter Massenquadrat gegen die untere Grenze des Auswertintervalls, wobei jeweils alle drei Datenpunkte zum angegebenen Energiewert gehören und lediglich der Anschaulichkeit halber unterschiedlich dargestellt sind. Die Scanrichtung ist jeweils farblich gekennzeichnet. Im oberen Teil des Bildes wurden für die Analyse nur die Teile des Datensatzes benutzt, für die die Untergrundwerte unterhalb von 17.5 mHz liegen. Im mittleren Teil des Bildes sind die Teile des Datensatzes enthalten, deren Untergrundniveau zwischen 17.5 und 22.4 mHz liegt und für den unteren Teil des Bildes liegen alle Untergrundwerte oberhalb von 22.4 mHz.

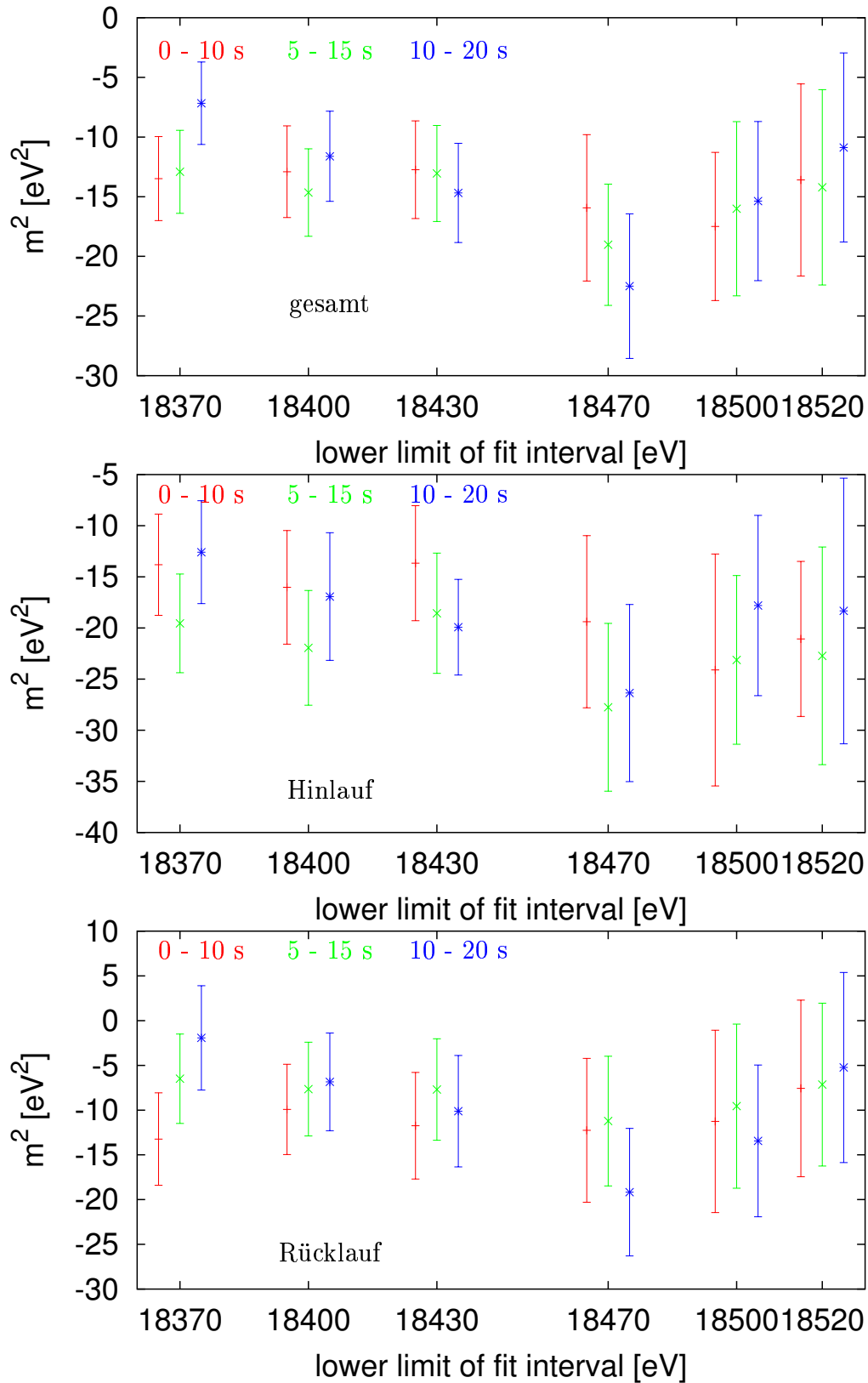
zu überprüfen wurden die 20 s Messzeit pro Punkt in kleinere Intervalle von je 10 s unterteilt. In den Abbildungen 6.5 und 6.6 sind die Ergebnisse für 0-10 s, 5-15 s und 10-20 s für die Messungen Q9 und Q10 dargestellt. Für die Messung Q9 sind die mittleren 10 s für den Hinlauf ein wenig positiver für den Parameter Massenquadrat. Für die Messung Q10 ist kein wesentlicher Unterschied erkennbar. Allerdings gibt es auch den Hinlauf mit allen Spannungswerten aus der gleichen Richtung aufgrund der ungeordneten Reihenfolge der Messpunkte nicht mehr. Unter ungeordneter Reihenfolge ist dabei zu verstehen, dass die Reihenfolge der Spektrumspunkte einmal gewürfelt und dann immer wieder hin und zurück durchlaufen wird. D.h. es gibt keine eindeutige Vorzugsrichtung mehr. Idealerweise sollte man die Reihenfolge für jeden Durchlauf neu würfeln, um von echt zufälliger Reihenfolge zu sprechen. Das erfordert dann aber einen sehr viel größeren Aufwand bei der Analyse und so erscheint der gewählte Weg als vernünftiger Kompromiss. Außerdem wurde für die Messung Q10 die Anzahl der Untergrundpunkte erhöht, um eine stabilere Aussage über diesen Parameter zu erhalten. Die Anzahl wurde so gewählt, dass etwa ein Drittel der Messzeit im Untergrundbereich zugebracht wurde. Durch die ungeordnete Reihenfolge wird dann sehr gleichmäßig über die gesamte Messzeit das Untergrundniveau bestimmt, im Gegensatz zum alten Modus, in dem alle Untergrundpunkte direkt nacheinander vermessen wurden.

### 6.1.3 Zeitlich begrenzt auftretende Effekte

Eine naheliegende Methode, um nach zeitlich begrenzten Effekten zu suchen, ist es, den Datensatz zeitlich zu teilen, um in kürzeren Zeitintervallen einer Messphase Probleme zu isolieren. Von insgesamt sieben Wochen Messung für Q9 wurde jeweils eine einzelne Woche Messzeit untersucht. Das ist statistisch so stabil, dass die Auswertung aussagefähige Ergebnisse liefert. In Abbildung 6.7 sind die Ergebnisse zusammengefasst. Im oberen Teil des Bildes sind die Resultate für den Parameter Massenquadrat gegen die untere Grenze des Auswerteintervalls aufgetragen. Man erkennt, dass die mittleren Zeiträume extrem niedrige Untergrundwerte und negativere Werte für den Parameter Massenquadrat liefern als die äußeren; es gibt also keinen eindeutigen zeitlichen Trend. Im unteren Teil ist die Suche nach troitskartigen Stufen für die einzelnen Zeitabschnitte und das Auswerteintervall von 18500 eV gezeigt. Keiner der Abschnitte erfüllt die nötigen Kriterien. Die Störungen in der Messung Q9 können also nicht mit Hilfe der Troitsk-Anomalie erklärt werden. In Abbildung 6.8 sind die Ergebnisse für die zeitliche Unterteilung von Q10 dargestellt. In diesem Fall sind die Zeitabschnitte unterschiedlich groß, weil die Messpunktverteilung zwischendurch geändert wurde und die Zeiträume der mit Troitsk parallelen Messzeit zum direkten Vergleich analysiert wurden. Auch für die Q10 kann man weder von einem eindeutigen zeitlichen Trend, noch von einer Troitsk-Anomalie sprechen.

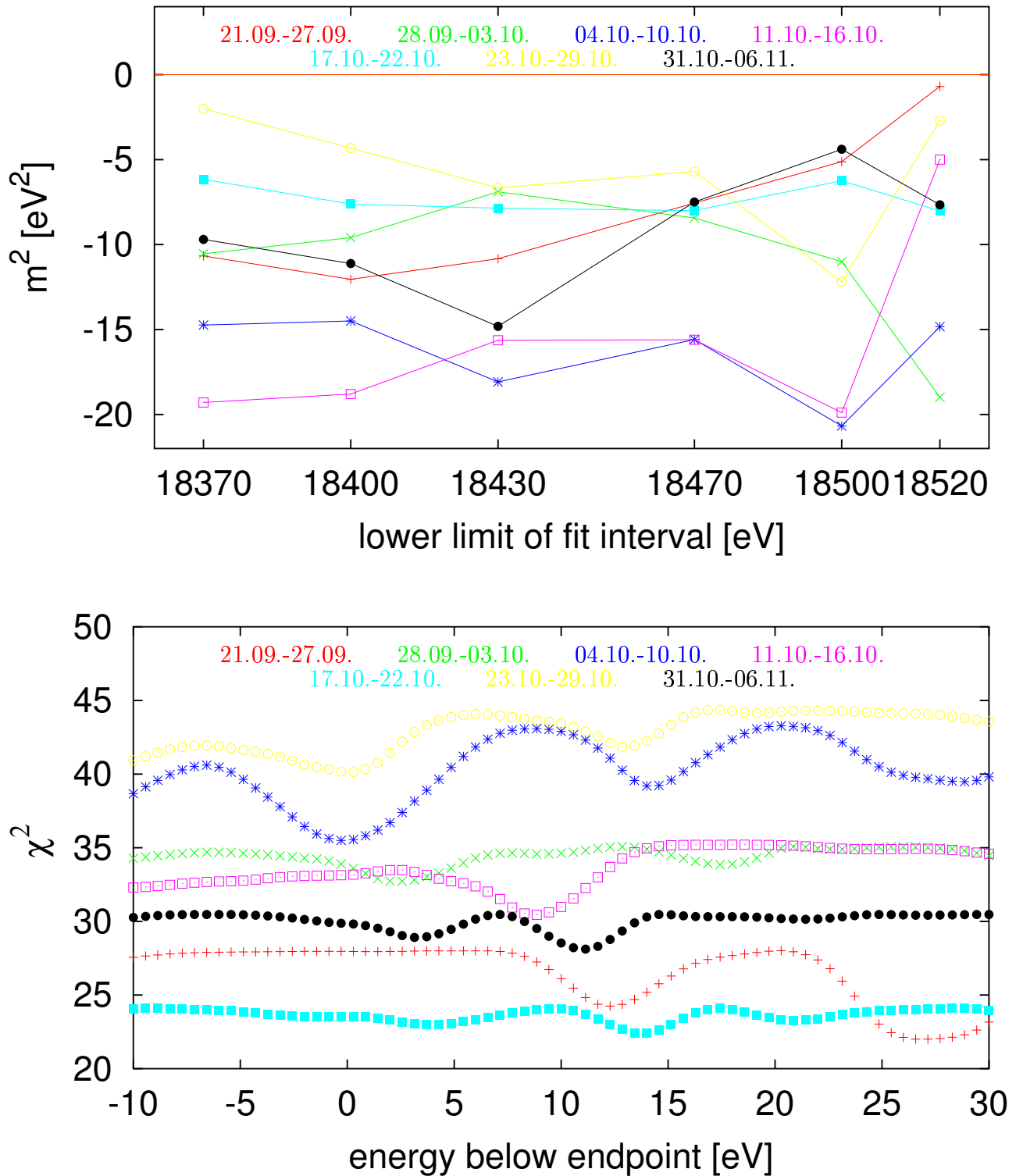


**Abbildung 6.5: Messung Q9 nach Zeiten geteilt.** Dargestellt ist jeweils das Ergebnis für den Parameter Massenquadrat für die Messung Q9 und die letzten 70  $\text{eV}$  gegen die untere Grenze des Auswertintervalls, wobei immer drei Werte zum selben Energiewert gehören und lediglich der Übersichtlichkeit wegen differenziert dargestellt sind. Die einzelnen Bilder zeigen von oben nach unten den Gesamtdatensatz bzw. Hin- und Rücklauf. Innerhalb jeden einzelnen Bildes ist farblich gekennzeichnet, um welchen Teil - jeweils 10 s Abschnitte (0-10 s, 5-15 s und 10-20 s) - der 20 sekundigen Messzeit es sich handelt.

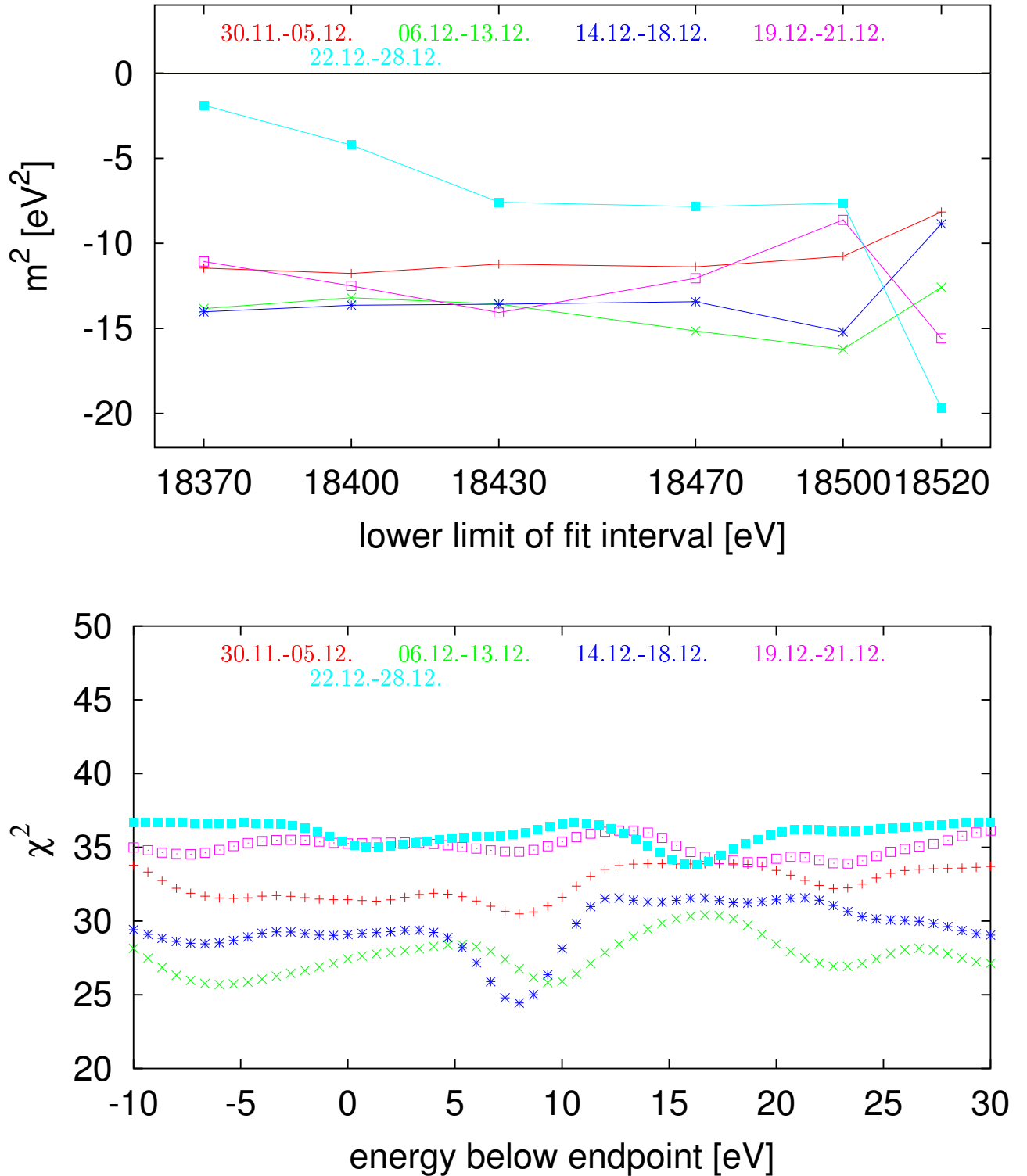


**Abbildung 6.6: Messung Q10 nach Zeiten geteilt.** Dargestellt ist jeweils das Ergebnis für den Parameter Massenquadrat für die Messung Q9 und die letzten 70  $\text{eV}$  gegen die untere Grenze des Auswertintervalls, wobei immer drei Werte zum selben Energiewert gehören und lediglich der Übersichtlichkeit wegen differenziert dargestellt sind. Die einzelnen Bilder zeigen von oben nach unten den Gesamtdatensatz bzw. Hin- und Rücklauf. Innerhalb jeden einzelnen Bildes ist farblich gekennzeichnet, um welchen Teil - jeweils 10 s Abschnitte (0-10 s, 5-15 s und 10-20 s) - der 20 sekundigen Messzeit es sich handelt.





**Abbildung 6.7: Suche nach zeitlich begrenzten Effekten.** Dargestellt sind im oberen Teil des Bildes die Ergebnisse für den Parameter Massenquadrat in Abhängigkeit vom Auswertintervall, wobei der Datensatz wochenweise analysiert wurde. Im unteren Teil sind für die gleichen Zeitabschnitte die Ergebnisse für die Suche nach der Troitsk-Anomalie (für die letzten 70 eV,  $d.o.f. = 30$ ) dargestellt. Aufgetragen ist jeweils das  $\chi^2$  gegenüber der Stufenposition in eV unterhalb des Endpunktes.



**Abbildung 6.8: Suche nach zeitlich begrenzten Effekten.** Dargestellt sind im oberen Teil des Bildes die Ergebnisse für den Parameter Massenquadrat in Abhängigkeit vom Auswertintervall, wobei der Datensatz in Zeitabschnitten zwischen 3 und 7 Tagen analysiert wurde. Im unteren Teil sind für die gleichen Zeitabschnitte die Ergebnisse für die Suche nach der Troitsk-Anomalie (für die letzten 70 eV,  $d.o.f. = 30$  bis zum 18.12. bzw.  $d.o.f. = 36$  danach) dargestellt. Aufgetragen ist jeweils das  $\chi^2$  gegenüber der Stufenposition in  $\text{eV}$  unterhalb des Endpunktes.

### 6.1.4 Schlussfolgerungen

Die Messungen im Jahr 2000 wurden unter schlechten Bedingungen durchgeführt. Normalerweise hätte man die Messung abgebrochen und mit einer besseren Vorbereitung diese Bedingungen in der Apparatur deutlich verbessert. Dass dies erfolgreich gewesen wäre, zeigen die Messungen Q11 und Q12 aus dem Jahr 2001, die im nächsten Kapitel beschrieben werden. Denn diese konnten nach optimaler Vorbereitung unter völlig stabilen Bedingungen, störungsfrei und ohne Konditionieren durchgeführt werden. Durch möglichst wenig Eingreifen in die Apparatur ist es gelungen, Störungen zu erzeugen. Zumeist traten diese Störungen aber in Teildatensätzen auf, wie z.B. nur in bestimmten Detektorsegmenten, zu bestimmten Zeiten, oder nur im Hinlauf. Es war nicht möglich die Störungen mit Hilfe der Troitsk-Anomalie zu erklären. Allerdings gab es auch keine Möglichkeit im Nachhinein festzustellen wo genau das Problem liegt und über Analysemethoden einen ungestörten Anteil herauszupräparieren. Es ist aber gelungen, die Effekte zumindest ein Stück weit zu bekämpfen.

- Die Pulsung hat einen positiven Einfluss.
- Die Spannungswerte immer nur aus einer Richtung zu setzen hat einen positiven Einfluss.
- Scannen des Spektrums in einer ungeordneten Reihenfolge hat einen positiven Einfluss.
- Es ist gelungen ein statistisches Kriterium für Störungen zu entwickeln, das mit Hilfe der Parameter  $\Delta$  und  $\delta$  Messungen unabhängig vom Parameter Massenquadrat verwirft und frühere (und spätere) Messungen akzeptiert.

Das ist ein Hinweis darauf, dass es Störungen (z.B. Anstieg des Untergrundes) gibt, die länger als 20 s anhalten und damit auch noch Nachbarpunkte betreffen. Diese Störungen können mit der Scanrichtung korreliert sein, die mit Hilfe der ungeordneten Reihenfolge ständig gewechselt wird.

Insgesamt werden beide Datensätze aufgrund der erheblichen Störungen und Probleme nicht im Hinblick auf das Massenquadrat ausgewertet und auch nicht in den Gesamtdatensatz integriert. Es gibt zwar einzelne Teildatensätze, die deutlich weniger Störungen aufweisen, aber sie haben wenig Statistik und die Auswahlkriterien sind unklar. Im Mittel liegt das Ergebnis für den Parameter Massenquadrat für diese Datensätze bei ungefähr  $-10 \text{ eV}^2/c^4$  (Das weist auf Fluktuationen gemäß  $\Delta m_\nu^2 = -2\sigma^2$  hin).

## 6.2 Parallele Messungen mit Troitsk

Der Schlüssel zur Klärung der Natur der Troitsk-Anomalie liegt in parallelen Messungen der beiden Experimente. Für das Jahr 2000 war - wie schon gesagt - geplant, möglichst lange gleichzeitig zu experimentieren. Auf diese Weise sollte es möglich sein, endgültig zu klären, ob es sich bei der sog. Troitsk-Anomalie um neue Physik <sup>5</sup> oder um einen apparativen Effekt handelt.

Leider kam es aufgrund von technischen Schwierigkeiten in Troitsk insgesamt nur zu zweimal einer Woche gemeinsamer Messzeit. Und zwar einmal vom 06.-13.12.00 und zum anderen vom 22.-28.12.00.

Wie oben schon beschrieben kam es in Mainz zwar zu erheblichen Störungen, die aber nicht mit Hilfe einer Troitsk-Anomalie zu beschreiben sind. Außerdem war zum Zeitpunkt der gemeinsamen Messzeit die Störung soweit unter Kontrolle, dass die Daten keine Auffälligkeiten mehr in der Scanrichtung aufweisen (ungeordnete Reihenfolge, mehr Untergrundpunkte).

In Abbildung 6.9 sind die Residuen der beiden Scanrichtungen für die entsprechenden Zeitabschnitte dargestellt. Auf den ersten Blick sind keine großen Besonderheiten zu erkennen, insbesondere ist keine eindeutige Tendenz in eine Richtung mehr zu erkennen.

Bei der Untersuchung von Teildatensätzen kam es zu Unterschieden in der Stufenanalyse. Abbildung 6.10 zeigt die Ergebnisse, wobei im oberen Teil des Bildes nach Scanrichtung und im unteren Teil des Bildes nach Detektorsegmenten unterteilt wurde. Es ist deutlich zu erkennen, dass jeweils die eine Hälfte eine Verbesserung im  $\chi^2$  zeigt, während die andere völlig einheitlich bleibt. Für beide gilt auch, dass die Verbesserungen im  $\chi^2$  sich an der Signifikanzgrenze bewegen.

In den Abbildungen 6.11 und 6.12 ist die Suche nach der Troitsk-Anomalie in den entsprechenden Zeitabschnitten der Mainzer Daten dargestellt. Für beide Abschnitte gilt, dass die Kriterien für eine signifikante Stufe nicht erfüllt sind. Das  $\chi^2$  ändert sich nur um etwa zwei Einheiten. Wenn man die geringe Verbesserung betrachtet, so gilt sogar in beiden Fällen, dass die Amplitude der Stufe negativ wäre. Im zweiten Bild ist für einige Punkte exemplarisch der Einfluss der systematischen Unsicherheiten eingetragen, um zu verdeutlichen, dass diese keinen großen Einfluss zeigen.

In der Abbildung 6.13 ist deutlich zu erkennen, dass die Mainzer Messphasen den größten Teil des Jahresverlaufes abdecken. Da nur in einer von zwölf Messungen eine signifikante stufenartige Störung gefunden wurde, kann der Hypothese einer Halbjahresperiode klar widersprochen werden. Was noch aussteht ist der direkte Vergleich von gleichzeitig genommenen Daten. Für sich betrachtet sind die Messungen vom 06.-13.12. und 22.-28.12. in Mainz wenig aussagekräftig, da sie keine signifikanten Stufen enthalten. Das ist auch erstmal wenig erstaunlich, denn eine

---

<sup>5</sup>In dem Fall, dass es sich um einen physikalischen Effekt handelt, müssten beide Experimente gleichzeitig ein Signal sehen.

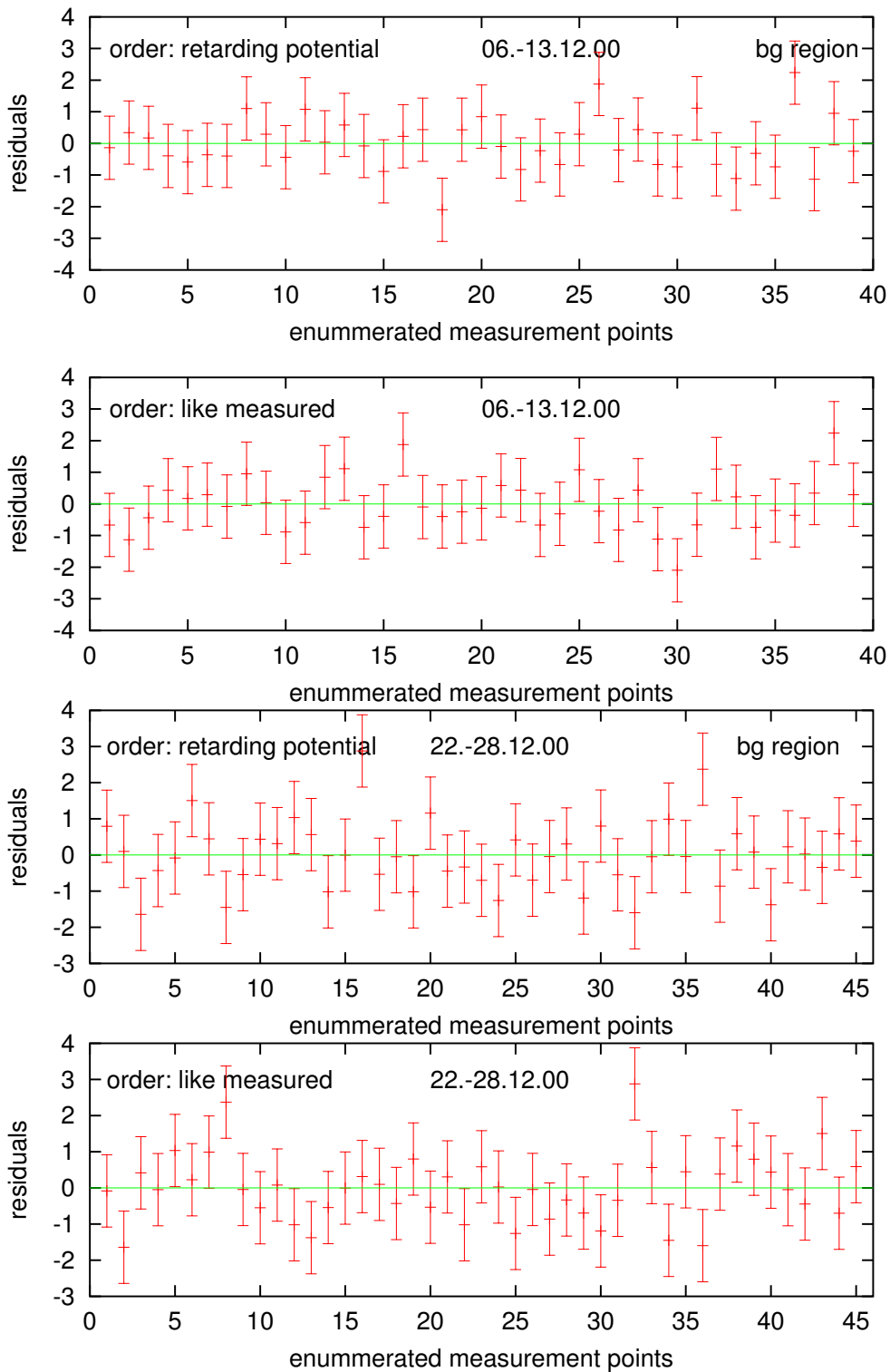
Woche Messzeit ist relativ wenig und diese geringe Statistik macht eine sichere Aussage schwer. In den Abbildungen 6.15 und 6.16 sind jeweils im oberen Teil die Ergebnisse der Troitsker Messungen und im Vergleich dazu im unteren Teil die Mainzer Resultate der Stufensuche gezeigt. Während in den Troitsker Resultaten ein deutliches  $3\sigma$ -Signal zu erkennen ist, zeigen die Mainzer Daten keinen Hinweis auf eine signifikante Stufe. Diese Daten wurden auf der NANP 2001 präsentiert.

### 6.2.1 Folgerungen

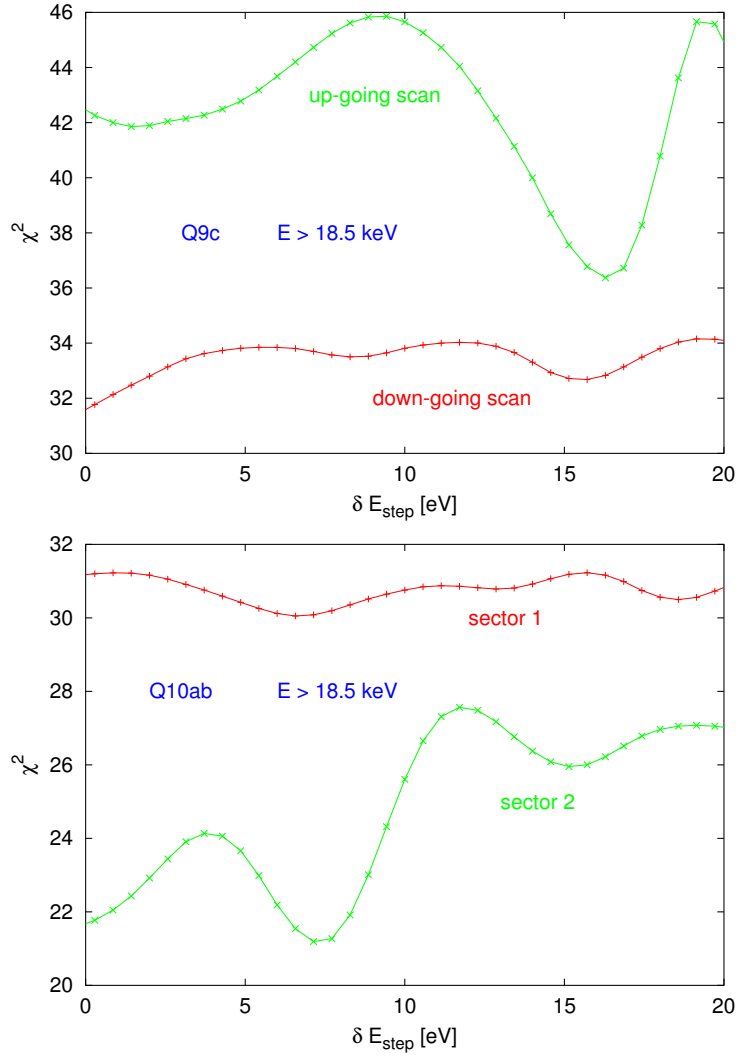
Die zeitgleichen Messungen in Mainz und Troitsk sind die entscheidende Stütze für die These, dass es sich im Falle der Troitsk-Anomalie um einen apparativen Effekt handelt. Dafür sprechen mehrere Argumente:

- In jeweils einer Woche gemeinsamer Messzeit traten in Troitsk mit  $3\sigma$  so deutliche Signale in der kurzen Zeit auf, so dass sich dieses auch in Mainz hätte zeigen müssen, da das Signal zu Untergrundverhältnis für beide Experimente sehr ähnlich ist. Das bedeutet, dass die Ursache, der im Dezember 2000 gemessenen Stufen auf Troitsk begrenzt ist, und damit mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit apparativer Natur.
- Die Messungen von 2001, die im folgenden Kapitel beschrieben werden, weisen ebenfalls keine Troitsk-Anomalien auf. Damit wurde das Phänomen in Mainz in einer einzigen (Q4) von 12 Messungen beobachtet.
- Die Analyse von willkürlich geteilten Datensätzen, z.B. nach Scanrichtung oder nach Detektosegmenten zeigt unterschiedliche Resultate für die Stufenanalyse.

Zusammen mit den Erkenntnissen aus den Tritiummessungen von 1998 und 1999, was die Troitsk-Anomalie betrifft, spielt diese für die Mainzer Daten ganz klar keine Rolle.

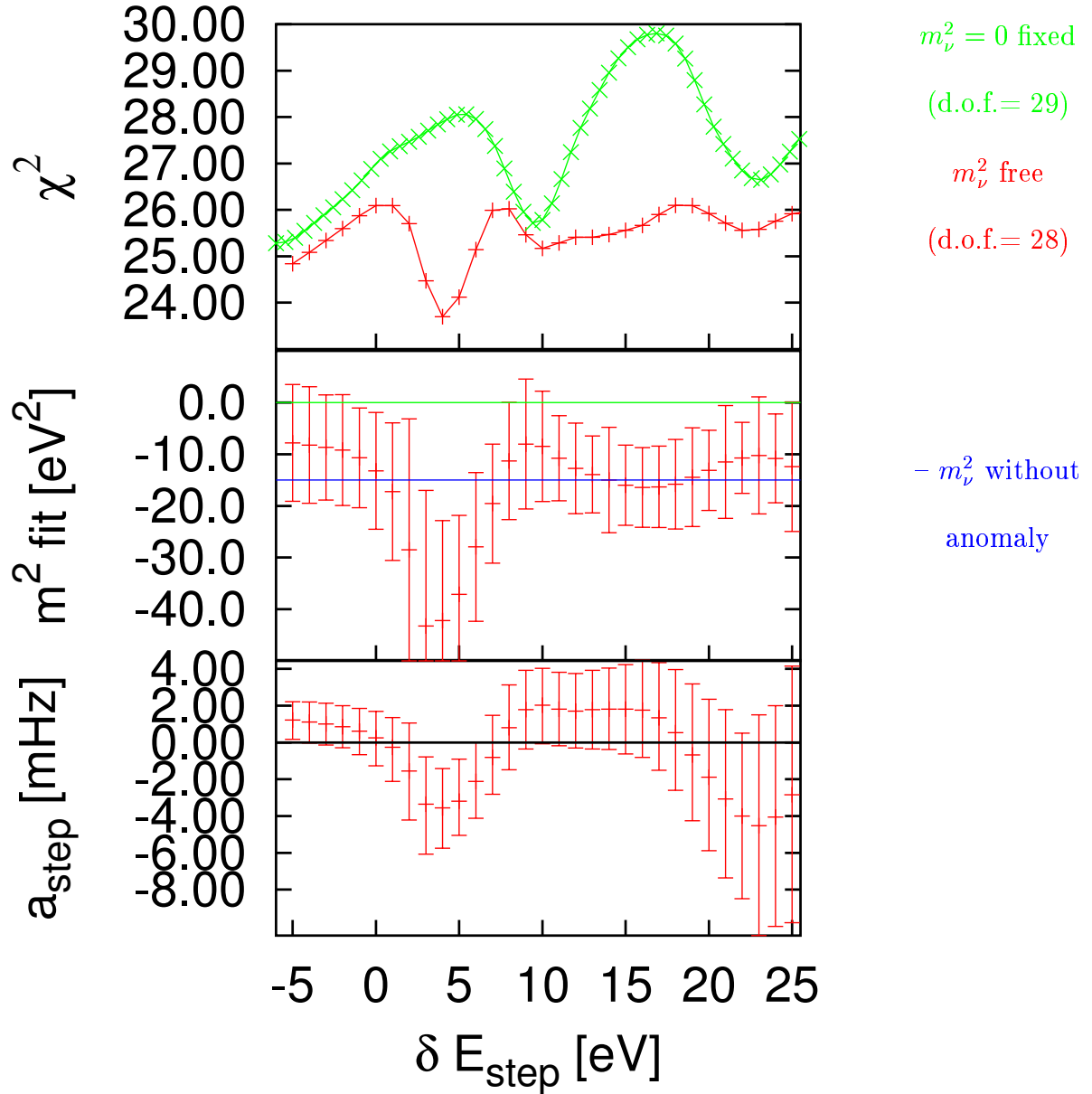


**Abbildung 6.9: Residuen Q10 vom 06.-13.12.00 und 22.-28.12.00.** Dargestellt sind die Residuen in Einheiten von  $\sigma$  für die beiden Wochen, in denen parallel mit dem Troitsker Experiment gemessen wurde. Die einzelnen Werte sind durchnummeriert, um zu vermeiden, dass durch unterschiedliche Abstände scheinbar Strukturen im Bild zu erkennen sind. Dabei befindet sich der Punkt eins am weitesten im Spektrum für die nach der Retardierungsspannung geordneten Bilder. Zum Vergleich sind die Residuen auch jeweils für die Reihenfolge, in der sie gemessen wurden angegeben. Die zugehörigen Spannungswerte können Anhang B entnommen werden. Es ist deutlich zu erkennen, dass keine eindeutige Tendenz zu sehen ist. Die Residuen weisen zwar zum Teil starke Abweichungen auf, aber die Unterschiede in der Scanrichtung sind unter Kontrolle.



**Abbildung 6.10: Stufensuche in Teildatensätzen der Q9 und Q10.** Dargestellt ist die Standardsuche nach der Troitsk-Anomalie für verschiedene Teildatensätze. Im oberen Bild ist der Datensatz der Q9 nach Scan-Richtung geteilt und im unteren Bild ist der Datensatz Q10 für verschiedenen Detektorsegmente dargestellt. In beiden Fällen lässt sich jeweils eine Hälfte mit der Troitsk-Anomalie (die zugehörigen Amplituden liegen bei kleinen Werten von etwa 2 mHz) beschreiben, im anderen Teil ist aber keine Verbesserung im  $\chi^2$  zu erkennen. Diese Untersuchungen sind ein weiterer Hinweis darauf, dass es sich bei der Troitsk-Anomalie um einen apparativen Effekt handelt.

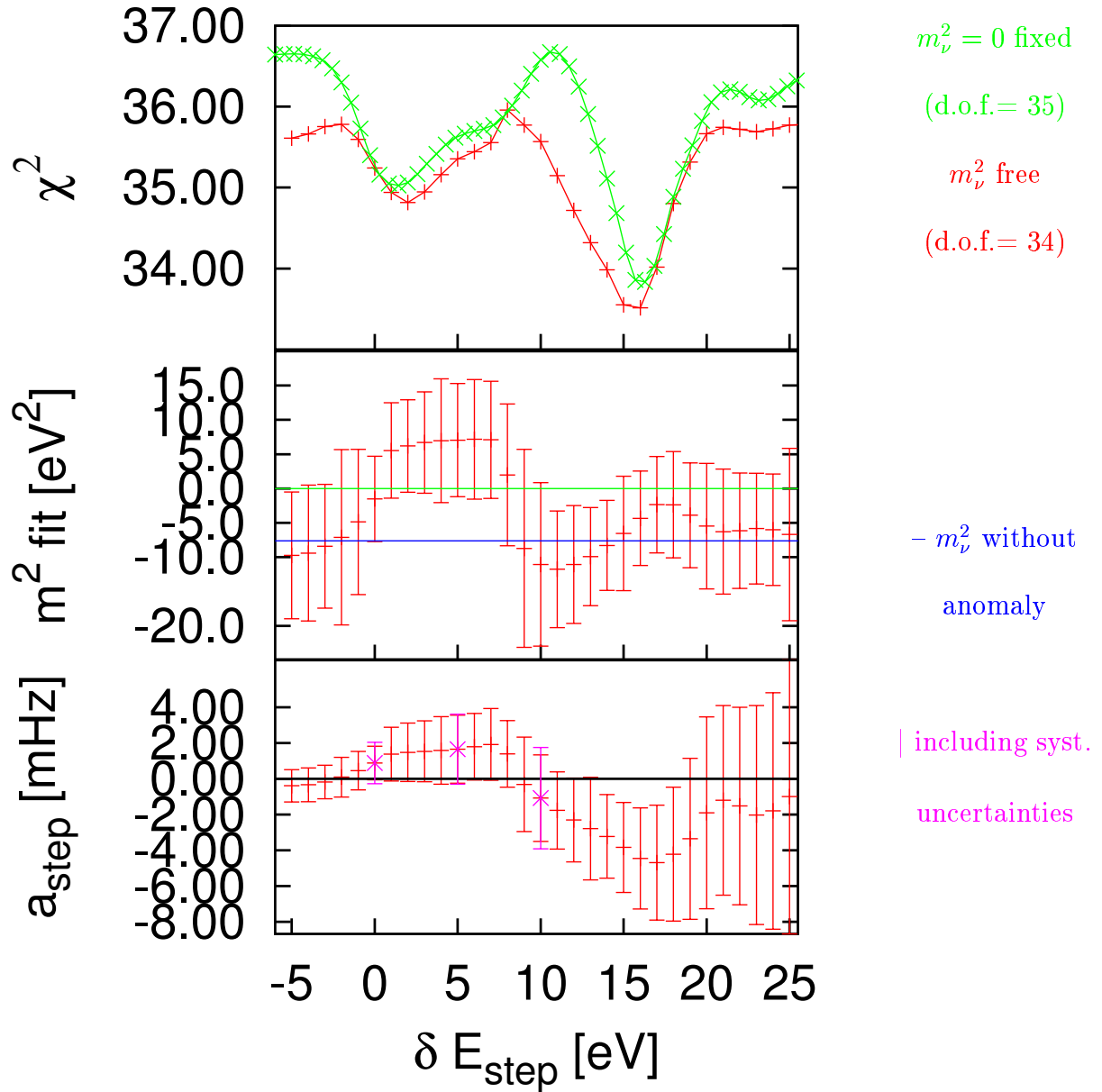
06. - 13.12.2000



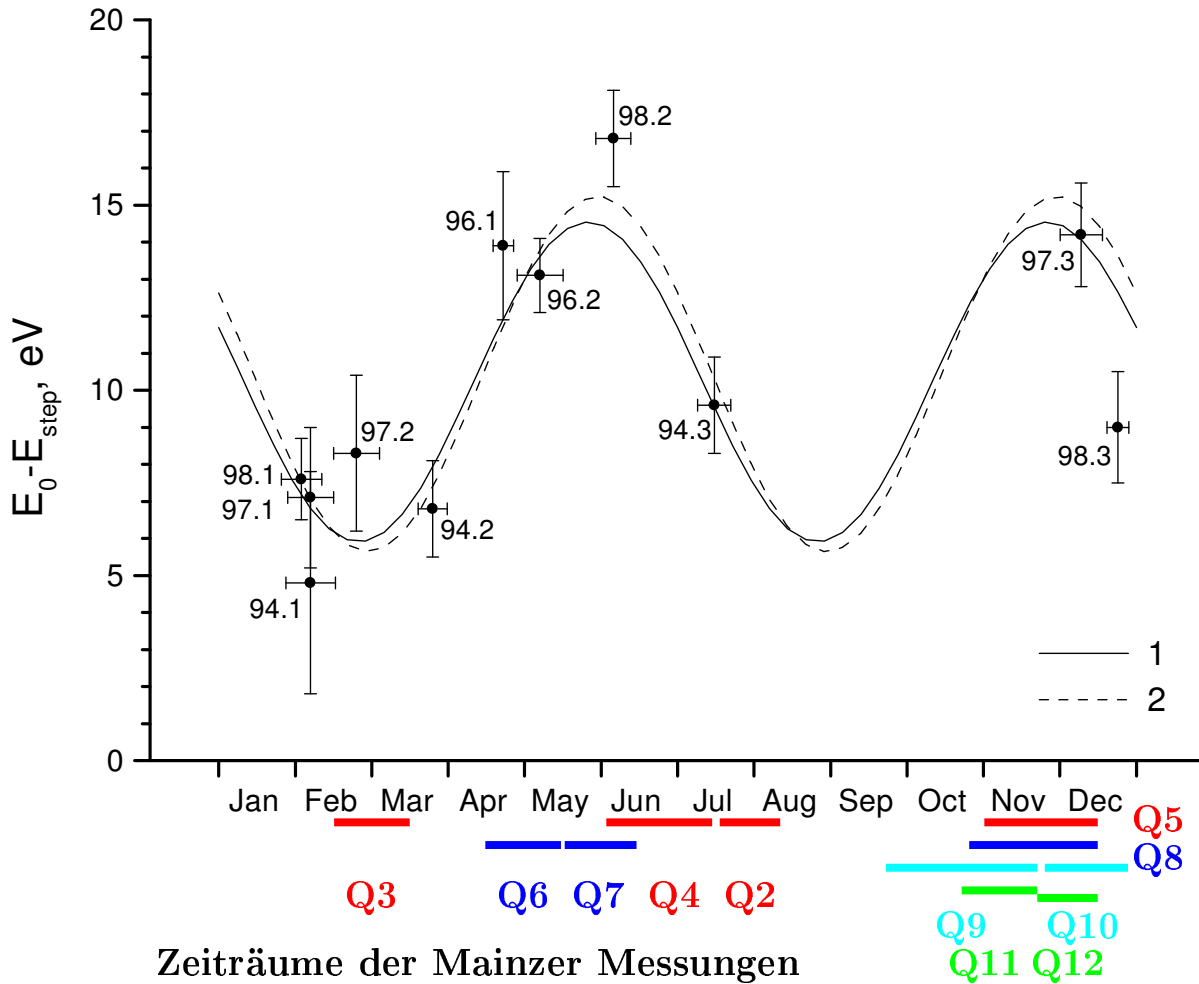
**Abbildung 6.11: Troitsk-Anomalie in Q10.** Dargestellt ist für den ersten Zeitraum paralleler Messungen mit Troitsk (06.-13.12.00) die Standard-Stufensuche für den entsprechenden Teil der Q10 und die letzten 70 eV. Im oberen Bild ist das  $\chi^2$  über der Position der Stufe  $\delta E_{\text{step}}$  aufgetragen. Die größte Verbesserung beträgt zwei Einheiten im  $\chi^2$ . Es sind aber auch zwei zusätzliche freie Fitparameter dazugekommen. Man erkennt im mittleren und unteren Bildabschnitt, dass an dieser Stelle die Amplitude negativ und das Massenquadrat noch negativer werden.



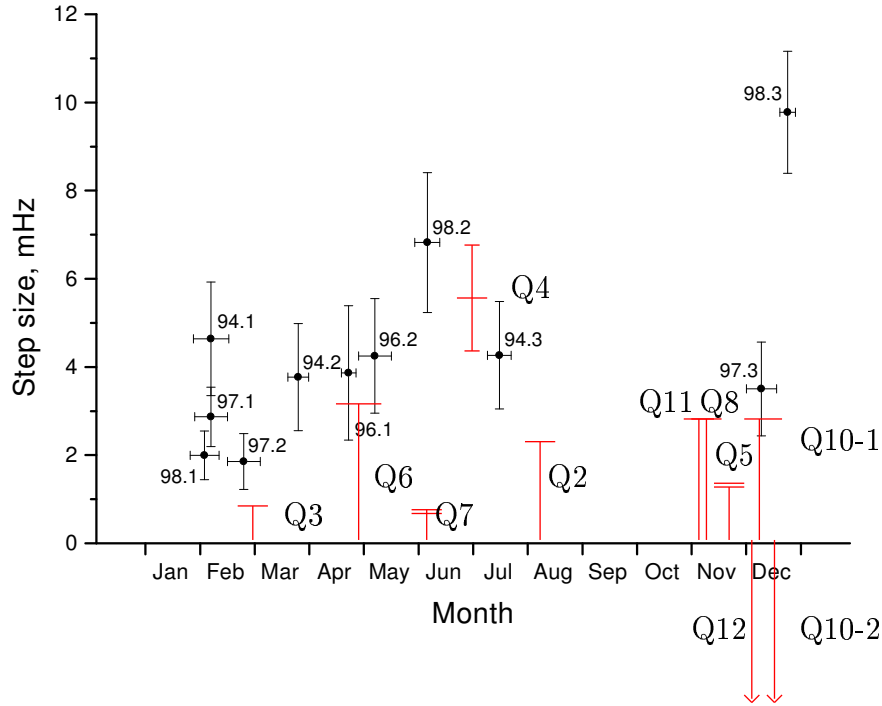
22. - 28.12.2000



**Abbildung 6.12: Troitsk-Anomalie in Q10.** Dargestellt ist für den zweiten Zeitraum paralleler Messungen mit Troitsk (22.-28.12.00) die Standard-Stufensuche für den entsprechenden Teil der Q10 und die letzten 70 eV. Im oberen Bild ist das  $\chi^2$  über der Position der Stufe  $\delta E_{\text{step}}$  aufgetragen. Die größte Verbesserung beträgt zwei Einheiten im  $\chi^2$ . Es sind aber auch zwei zusätzliche freie Fitparameter dazugekommen. Man erkennt im mittleren und unteren Bildabschnitt, dass an dieser Stelle zwar das Massenquadrat wie erwartet reagiert, aber die Amplitude der Stufe negativ und damit unphysikalisch wird.

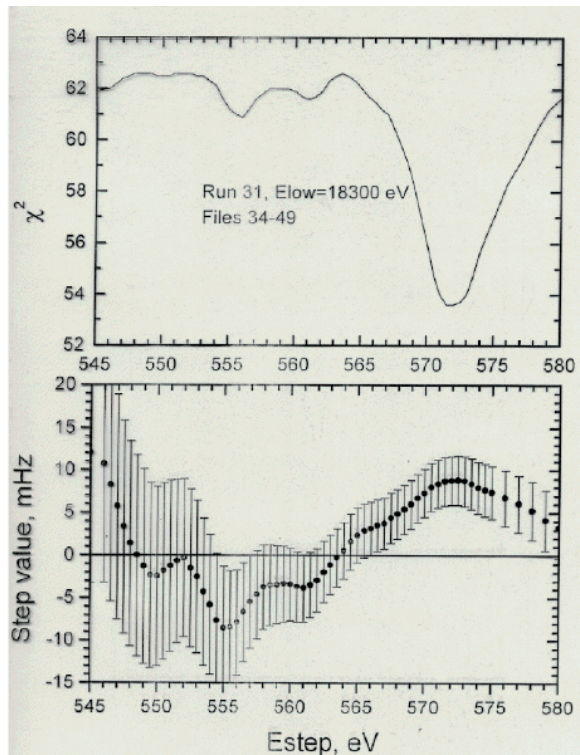


**Abbildung 6.13: Periodizität der Troitsk-Anomalie und Zeiträume der Mainzer Messphasen.** Dargestellt sind nach Referenz [Lob99] als ausgefüllte Kreise mit Fehlerbalken die von der Troitsker Gruppe anhand ihrer Daten der Jahre 1994 bis 1998 ermittelten Stufenpositionen  $E_{\text{anomaly}} = E_0 - \delta E_{\text{step}}$  über den Monaten des Jahres. Die Kurven geben periodische Anpassungen an die Datenpunkte wieder, wobei die beste Anpassung (durchgezogene Kurve) eine Periode von nahezu einem halben Jahr aufweist. Unterhalb des Bildes sind durch Querstriche die von den Mainzer Messungen der Jahre 1997 bis 2001 abgedeckten Zeiträume dargestellt. Man erkennt deutlich, dass bis auf drei Ausnahmen (Januar, März und August), die gesamte Zeit im Jahr durch Messungen in Mainz abgedeckt ist.



**Abbildung 6.14: Größe der Stufenamplitude im Jahresverlauf mit den Messpunkten aus Troitsk.** Dargestellt ist nach [Lob99] die Stufenamplitude über der Zeit für die Messphasen in Troitsk. Darüber hinaus wurden in rot die Amplitude für die Messung Q4 und die Obergrenzen der Amplituden an den von Troitsk vorhergesagten Positionen (siehe Abb. 5.6) (das bedeutet der Fit wurde genau für die vorhergesagte Stufenposition durchgeführt) für die übrigen Mainzer Messungen (Q3, Q5, Q6, Q7, Q8, Q11, Q12) eingetragen. Für Q5 und Q7 ist zusätzlich zum statistischen Fehler die Gesamtunsicherheit für 95% *C.L* gezeigt. Q9 und Q10 sind nicht eingezeichnet, da die Werte für den Gesamtdatensatz nicht eindeutig bestimmbar sind. Für die Zeiträume der gemeinsamen Messzeit während der Q10 sind die Amplituden nochmal einzeln (vgl. auch Abbildungen 6.11 und 6.12) dargestellt. Alle Werte der Mainzer Messungen sind für die letzten 70 eV bestimmt.

Troitsk

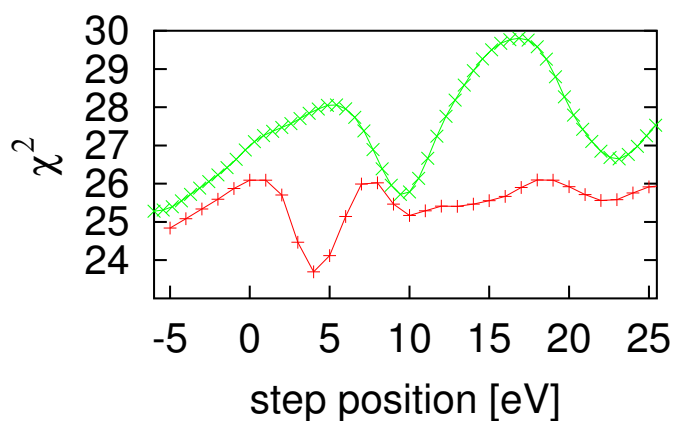


V.M. Lobashev

NANP2001

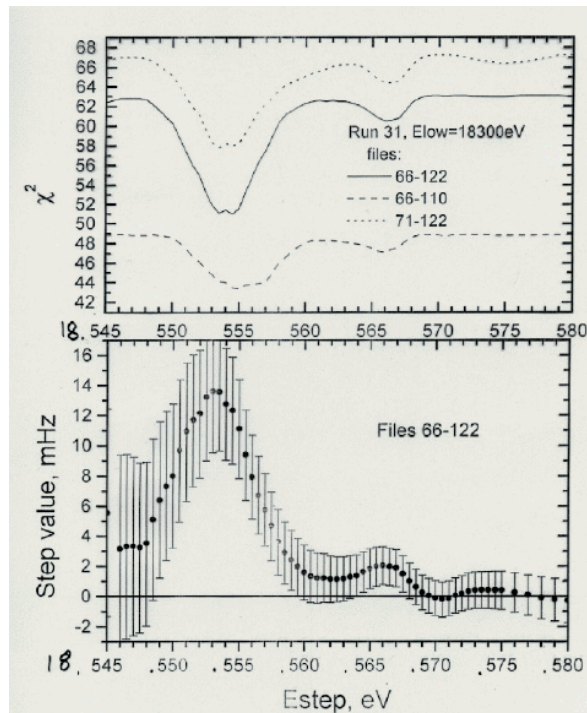
Mainz

measurement: 06. - 13.12.00

 $m_\nu^2 = 0$  fixed $m_\nu^2$  free

**Abbildung 6.15: Stufenscan Q10; erste gemeinsame Zeit.** Der obere Teil des Bildes zeigt die Stufenanalyse der Kollegen aus Troitsk, wie sie auf der NANP2001-Konferenz vorgestellt wurde. Man erkennt eine deutliche Verbesserung des  $\chi^2$ -Wertes um etwa neun Einheiten. Im Vergleich dazu zeigt der untere Teil die Stufenanalyse der Mainzer Daten des gleichen Messzeitraumes, die lediglich Schwankungen um etwa zwei Einheiten im  $\chi^2$  aufweisen.

Troitsk

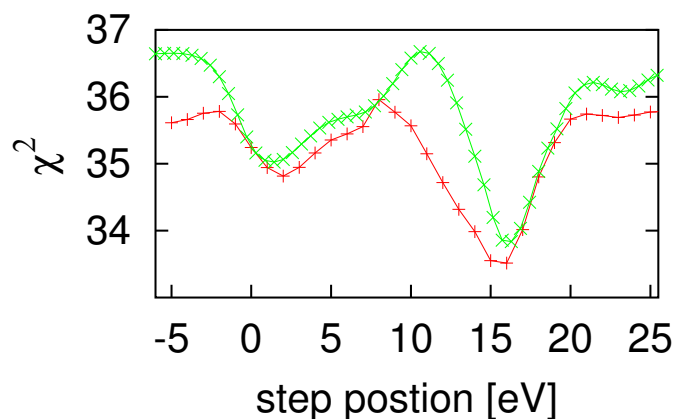


V.M. Lobashev

NANP2001

Mainz

measurement: 22. - 28.12.00

 $m_\nu^2 = 0$  fixed $m_\nu^2$  free

**Abbildung 6.16: Stufenscan Q10; zweite gemeinsame Zeit.** Der obere Teil des Bildes zeigt die Stufenanalyse der Kollegen aus Troitsk, wie sie auf der NANP2001-Konferenz vorgestellt wurde. Man erkennt eine deutliche Verbesserung des  $\chi^2$ -Wertes um etwa zehn Einheiten. Im Vergleich dazu zeigt der untere Teil die Stufenanalyse der Mainzer Daten des gleichen Messzeitraumes, die lediglich Schwankungen um etwa zwei Einheiten im  $\chi^2$  aufweisen.

# Kapitel 7

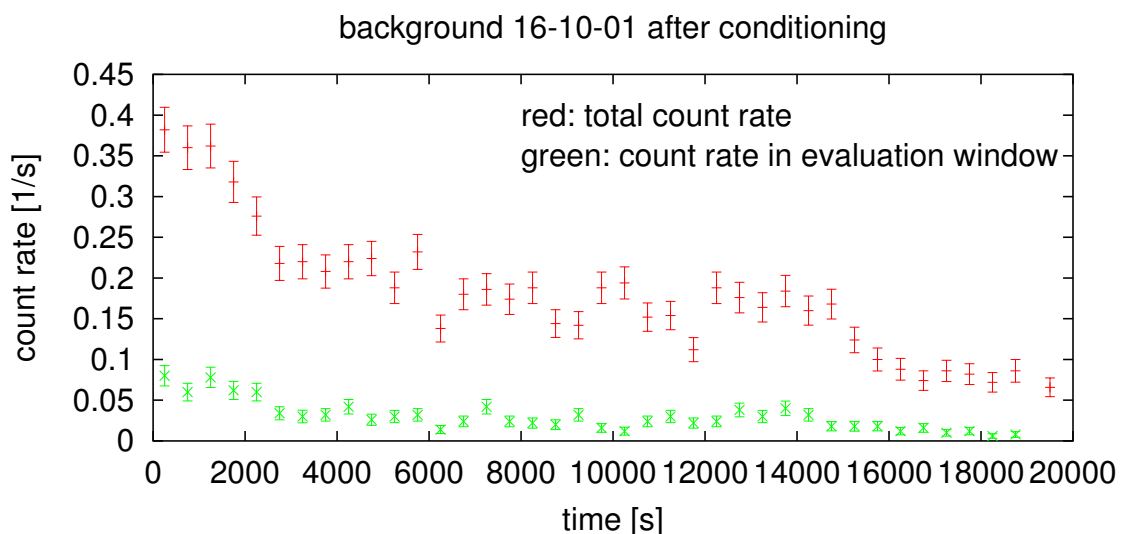
## Die Messungen des Jahres 2001

Im folgenden Kapitel wird beschrieben, wie die Ergebnisse von zwei Messungen zustande kommen, die nach optimaler Vorbereitung durchgeführt wurden. Zuerst wird dargestellt, was nach bestem Wissen alles zu einer optimalen Vorbereitung gehört. Anschließend wird noch der Test eines neuen Messmodus (langsame Durchläufe) beschrieben, der durch die Erfahrungen der Messungen des Jahres 2000 motiviert wurde. Zum Abschluss werden die Ergebnisse der Messungen von 2001 beschrieben und interpretiert.

### 7.1 Optimale Vorbereitung der Messapparatur

Der erste wesentliche Schritt war es, alle Teile auszutauschen, die zeitbedingte Alterserscheinungen aufweisen und damit Probleme verursachen können. Dazu gehört z.B. das Graphitsubstrat in der Quelle. Der thermische Ausdehnungskoeffizient von Kupfer und HOPG ist verschieden. Das führt nach einigen Kaltfahrzyklen zur Auflösung der Kristallstruktur an der Klebung und zu Verwerfungen. Falls die Graphitschicht nicht mehr wirklich glatt ist durch Beschädigung oder hohe Beanspruchung ist die Schichtdicke nicht mehr gleichverteilt über die ganze Fläche. Dies kann zu zusätzlichen Unsicherheiten bei der Auswertung der Messung führen. Außerdem gibt es Probleme mit der Wärmeleitung. Zu warme Tritiumfilme führen zu einem Rauigkeitsübergang und damit zu erhöhten Energieverlusten. Die Messungen von 2001 fanden also mit einem neuen Substrat statt. Die Tritiumampulle wurde ebenfalls erneuert. Das Tritium sollte also eine größere Reinheit aufweisen, was zu einer etwas höheren Aktivität der Quelle führt. Die Widerstände für die Elektroden werden in einem Öl gelagert und betrieben, das mit der Zeit verschmutzt. Die Schmutzpartikel können sich absetzen und die Eigenschaften der Widerstände verändern. Dieses wurde ebenfalls

erneuert <sup>1</sup>. Um die Oberflächen zu reinigen und die Getterpumpen zu aktivieren (wichtig für gute Vakuumbedingungen) wurden alle Apparaturteile ausgeheizt - die Quelle, der Detektor und das Spektrometer selbst. Eine weitere Prozedur zur Reinigung von Oberflächen - vor allem von den Elektroden ist das Konditionieren. Die Arbeitsspannung während der Tritiummessungen beträgt -18.6 kV. Für die Konditionierprozedur werden wesentlich höhere Spannungen angelegt als während der Messungen - bis zu 30 kV, sowohl negativ als auch positiv. Es kommt zu Entladungen, die durch Ionenbeschuss kleine Spitzen wegbrennen. Noch besser funktioniert das Konditionieren, wenn man zusätzlich Wasserstoff ins Spektrometer bringt und dadurch den Druck erhöht, denn dann finden schnell Entladungen statt. Die hohen Spannungen liegen für etwa eine Stunde am Tank an. Als Kontrolle kann man die Untergrundzählrate nach dieser Prozedur beobachten. Das ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Die Zählrate nimmt stetig ab und stabilisiert sich auf einem niedrigen Niveau von  $\approx 12$ -13 mHz, was für die gesamte Messphase Q11 und Q12 (2 Monate) auch so blieb. Die stufenweise Abnahme der Zählrate kann so interpretiert werden, dass die Untergrundquellen weniger werden. Es wird nicht mehr in das System eingegriffen, also kann man sich lediglich vorstellen, dass mit dem Konditionieren der Prozess abgestellt wird, der Fallen füllt und sich diese dann eine nach der anderen mit der Zeit entleeren.



**Abbildung 7.1: Untergrundmessung nach dem Konditionieren.** Dargestellt ist die Untergrundzählrate gegen die Zeit in Sekunden nach dem Konditionieren. Man erkennt deutlich, dass sie stufenweise abnimmt. Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist, dass mehrere Untergrundquellen nacheinander wegfallen.

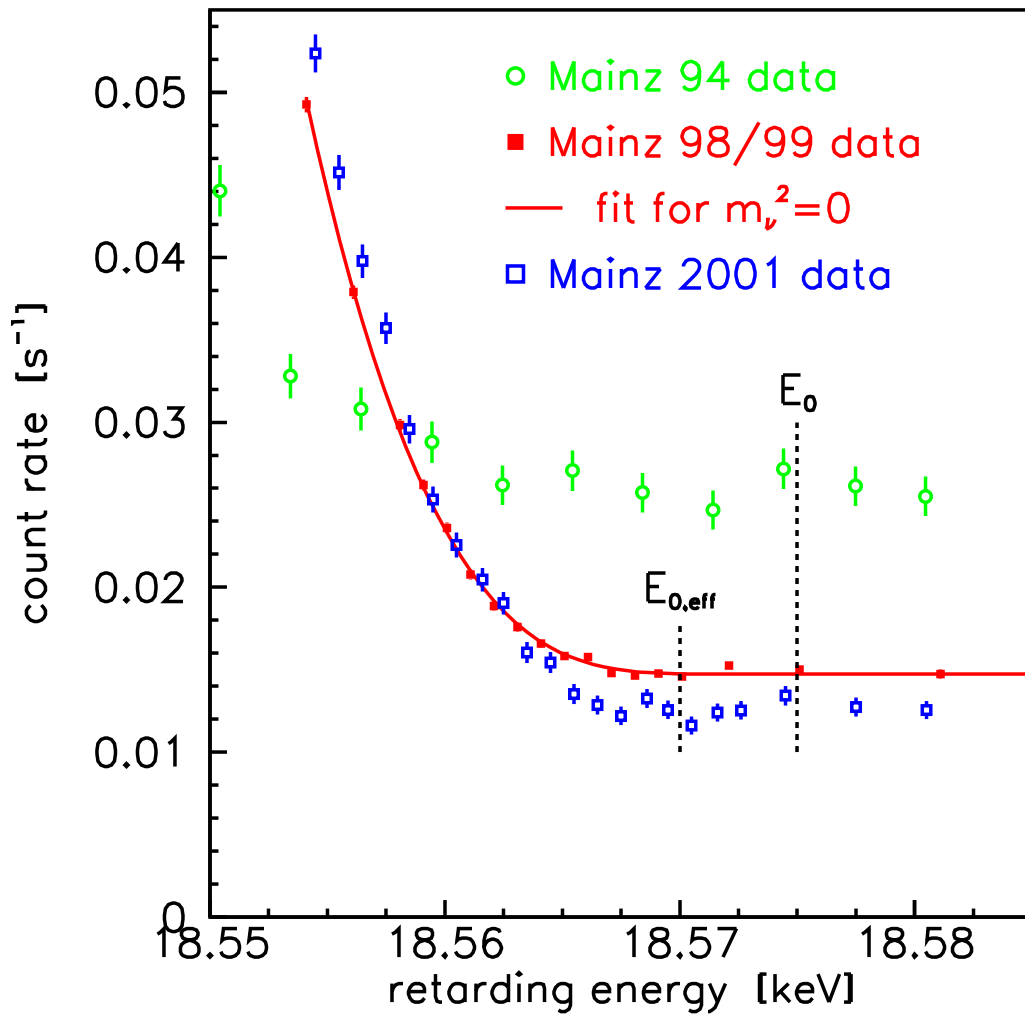
<sup>1</sup>Zusätzlich wurden wie gewohnt alle Servicearbeiten besonders gewissenhaft durchgeführt (z.B. reinigen aller Isolatoren, überprüfen aller Kabel etc.).

## 7.2 Die Messungen

2001 fanden zwei verschiedene Messungen Q11 und Q12 - mit direkt nacheinander gefrorenen Tritiumfilmen - statt. Gemessen wurde allerdings bei zwei verschiedenen Öffnungswinkeln (Q11 mit 45 Grad, Q12 mit 61 Grad). Die genauen Daten sind in der Tabelle N im Anhang aufgeführt.

Für die erste der beiden Messungen (Q11) wurde noch die Methode beibehalten, die Messpunkte in einer einmal gewürfelten ungeordneten Reihenfolge zu durchlaufen wie im Jahr 2000. Für die Auswertung konnten fast alle genommenen Daten berücksichtigt werden. Von 1166 Durchläufen blieben nur 23 unberücksichtigt - meist handelt es sich dabei um abgebrochene Durchläufe aufgrund von technischen Problemen mit der Apparatur. Für die zweite der beiden Messungen (Q12) wurde auf das früher verwendete Verfahren - Spannungswerte nach ihrer Größe geordnet zu durchlaufen - zurückgegriffen. Von 454 gemessenen Durchläufen konnten 437 in die Analyse vollständig eingebracht werden. Für die letzten sechs Tage kam eine weitere Methode zum Einsatz, die sog. langsamen Durchläufe, die in Abschnitt 7.3 beschrieben werden. Für den gesamten Messzeitraum dieser beiden Quellen wurde ein sehr stabiles und niedriges Untergrundniveau erreicht. Es liegt sogar erkennbar niedriger als der mittlere Untergrund der vorherigen Messungen, was in Abbildung 7.2 dargestellt ist.

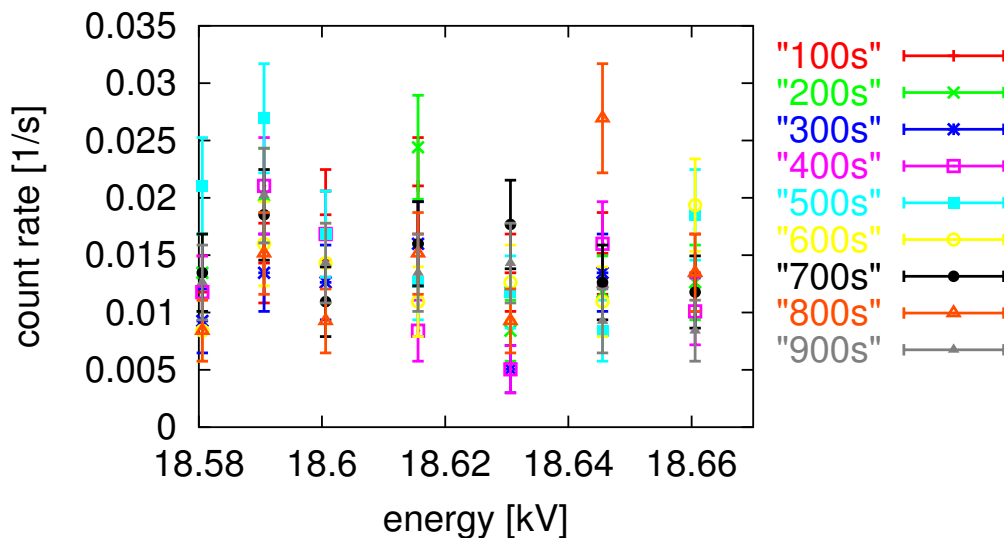




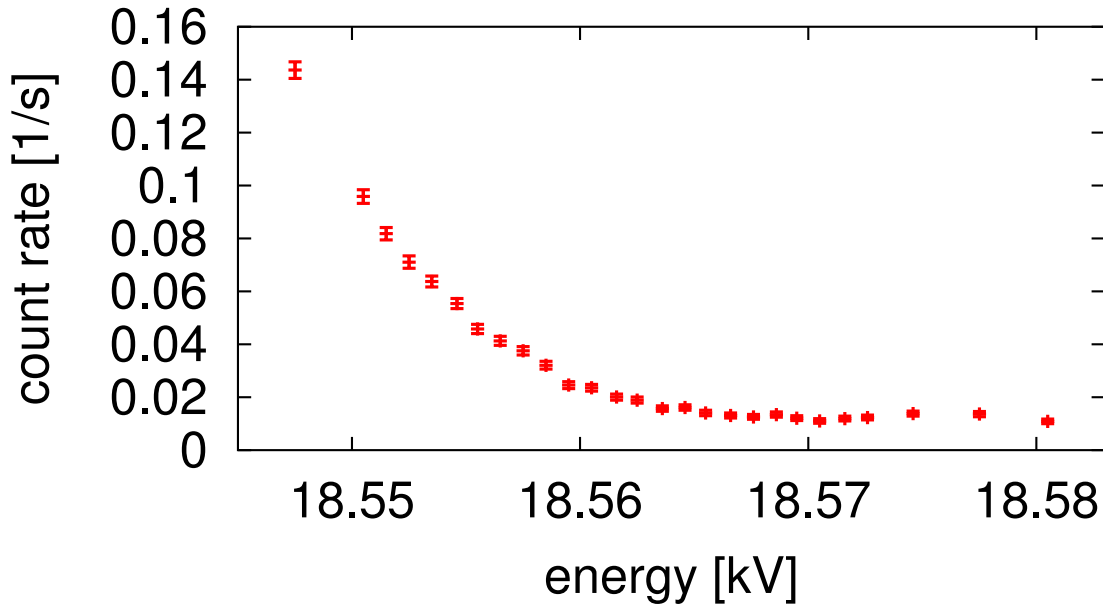
**Abbildung 7.2: Gemessene Spektren.** Aufgetragen ist jeweils die Zählrate gegenüber der Retardierungsspannung für die letzten 15 eV des  $\beta$ -Spektrums. Dargestellt sind die verschiedenen gemessenen Spektren für die Daten von 1994 (zwei Wochen) in grün (offenen Kreise), für die kombinierten Daten von 1998/1999 (Q5-Q8: 15 Wochen) in rot (ausgefüllte Quadrate) und für die Daten von 2001 (Q11/Q12: 5.5 Wochen) in blau (leere Quadrate). Die rote Linie beschreibt eine Anpassung an die roten Datenpunkte für  $m_\nu^2 = 0$ .

### 7.3 Langsame Durchläufe

Aus den Erfahrungen mit den Messungen im Jahr 2000 heraus, ist die Idee entstanden, den Modus des Messablaufes nochmal zu ändern. Für die letzte Woche der Messung Q12 (07.-12.12.01) wurde das Spektrum pro 24 h nur ein einziges Mal gescannt. Das bedeutet, dass die Messzeit pro Punkt 900 s betrug. Nur für lange Messzeiten am Stück pro Punkt ohne Eingriff ins System ist es möglich statistische Analysen zur Untersuchung der Konstanz der Zählrate oder der zeitlichen Verteilung der Ereignisse vorzunehmen. Diese Methode hat sich schon in den Standarduntergrundmessungen, wie in Kapitel 3.4.2 und den dort angegebenen Referenzen beschrieben, bewährt. Um zu testen, ob die Daten irgendwelche Auffälligkeiten zeigen, betrachten wir die einzelnen Punkte in Abschnitten von jeweils 100 s Dauer. Der Bereich mit den größten Schwankungen ist der Untergrundbereich - also der Teil des Spektrums der oberhalb des Endpunktes liegt. In Abbildung 7.3 ist das dargestellt. Der Vorteil der Methode liegt in der geringeren Totzeit. Denn 3 s Pause gefolgt von 20 s Messzeit stehen einige Sekunden Pause gefolgt von 900 s Messzeit am Stück gegenüber. Der Nachteil liegt in dem Risiko durch Instabilitäten direkt große Teile der Daten zu verlieren. Die Daten zeigen keine besonderen Auffälligkeiten, also werden sie in die Analyse miteinbezogen; das gemeinsame Rohdatenspektrum ist in Abbildung 7.4 dargestellt.



**Abbildung 7.3:** Untergrundbereich für Abschnitte von je 100 s für die langsamen Durchläufe. Dargestellt sind die Counts für den Untergrundbereich der langsamen Durchläufe. Dabei gehört jede Farbe zu 100 s aus der gesamten Messzeit von 900 s.



**Abbildung 7.4: Spektrum Q12 für Standard- und langsame Durchläufe.** Dargestellt ist das ein Ausschnitt des Spektrums für die Messung Q12, das die im Standardbetrieb gewonnen und die während der langsamen Durchläufe erhaltenen Daten enthält. Beide Teile wurden gemeinsam analysiert.

## 7.4 Ergebnisse und Obergrenzen

Auch für die Datensätze von 2001 wurde eine Standardanpassung durchgeführt. Für neun verschiedene Auswertintervalle wurden 4-Parameter-Fits durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 7.1 aufgeführt. Die Darstellung dieser hochgradig korrelierten Ergebnisse dient dazu, die Konsistenz des Datensatzes zu überprüfen. In Abbildung 7.5 sind die ersten sechs davon dargestellt. Von Punkt zu Punkt wurde immer genau ein Messpunkt weniger in der Analyse berücksichtigt. Wie erwartet sind die Ergebnisse innerhalb der Fehler identisch und mit  $m_\nu^2 \geq 0$  verträglich. Auch die Werte für das reduzierte  $\chi^2$  sind mit ungefähr 1.1 ( $d.o.f. \geq 36$ ) mit den Erwartungen verträglich. Ein weiterer Test, um nach Störungen zu suchen ist, die Residuen - also die Differenz zwischen Datenpunkt und Fitwert - anzusehen. In Abbildung 7.6 ist deutlich zu erkennen, dass für beide Messungen keine Unregelmäßigkeiten oder unerwartet große Abweichungen in den Residuen zu erkennen sind. Die beiden Messungen weisen also keine Störungen auf. Zusätzlich wurde auch für beide Quellfilme eine Analyse im Hinblick auf die Troitsk-

Anomalie vorgenommen. Das Verfahren wurde wie in Abschnitt 5.2.2 beschrieben, durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.7 dargestellt. Die Variation des  $\chi^2$  bleibt unter zwei Einheiten, was gerade der erlaubten Variation durch die zwei neu eingeführten Variablen entspricht. Also gilt auch für diese Messungen (wie schon im 1999 und 2000), dass die Troitsk-Anomalie keine bessere Beschreibung des Spektrums liefert. Das unterstützt weiterhin die These, dass es sich um einen apparativen Effekt handelt.

Für die Standardanalyse über die letzten 70 eV erhält man folgende Ergebnisse:

$$\mathbf{Q11} \quad m_\nu^2 c^4 = +1.3 \pm 5.8_{stat} \pm 2.2_{sys} \text{ eV}^2 \quad \chi^2/d.o.f. = 1.18 = 42/36$$

$$\mathbf{Q12} \quad m_\nu^2 c^4 = -1.0 \pm 6.1_{stat} \pm 1.7_{sys} \text{ eV}^2 \quad \chi^2/d.o.f. = 1.15 = 41/36$$

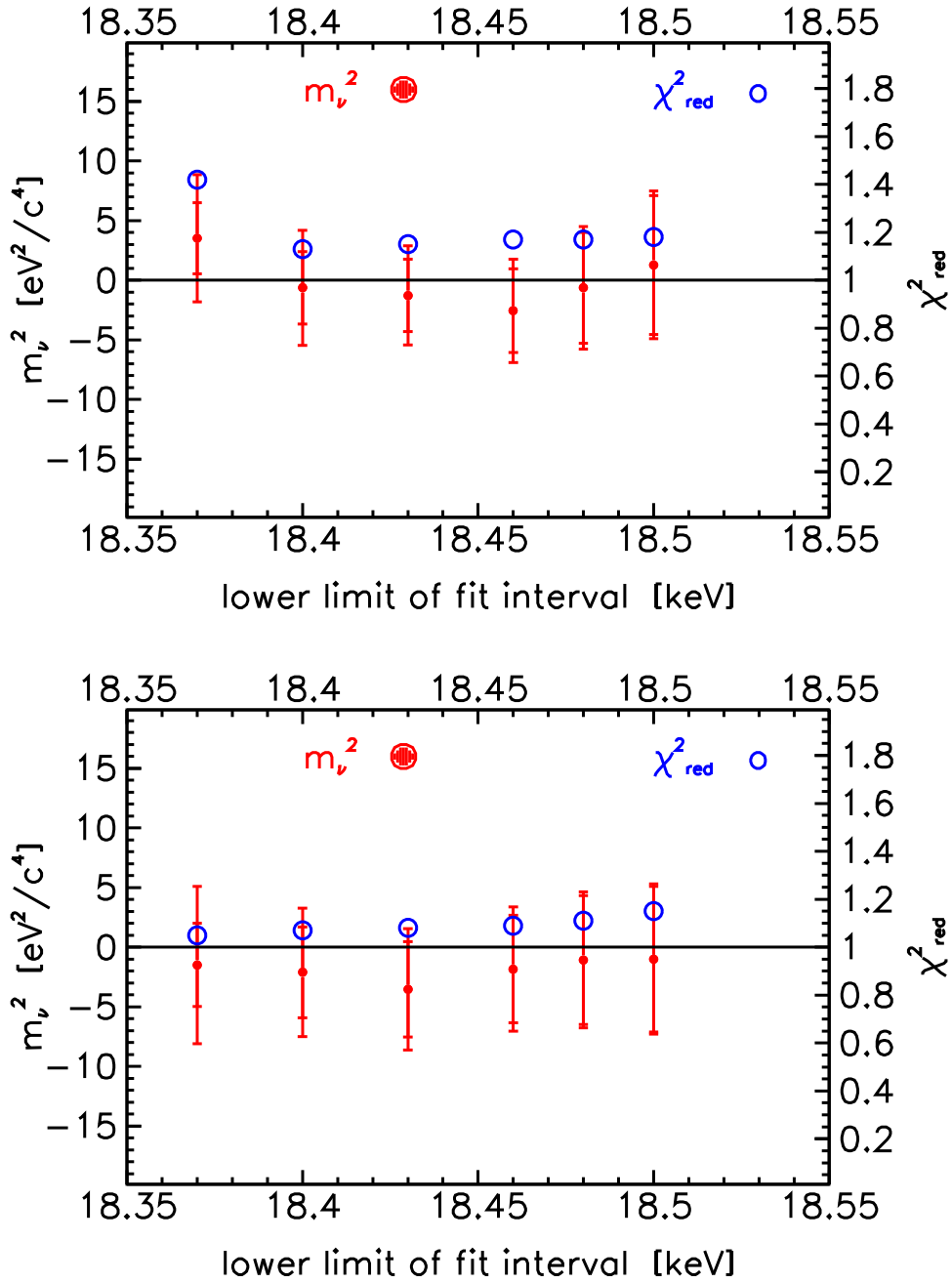
gemeinsames Ergebnis für beide Messungen:

$$\mathbf{Q11+Q12} \quad m_\nu^2 c^4 = +0.2 \pm 4.2_{stat} \pm 2.0_{sys} \quad \chi^2/d.o.f. = 83/73$$

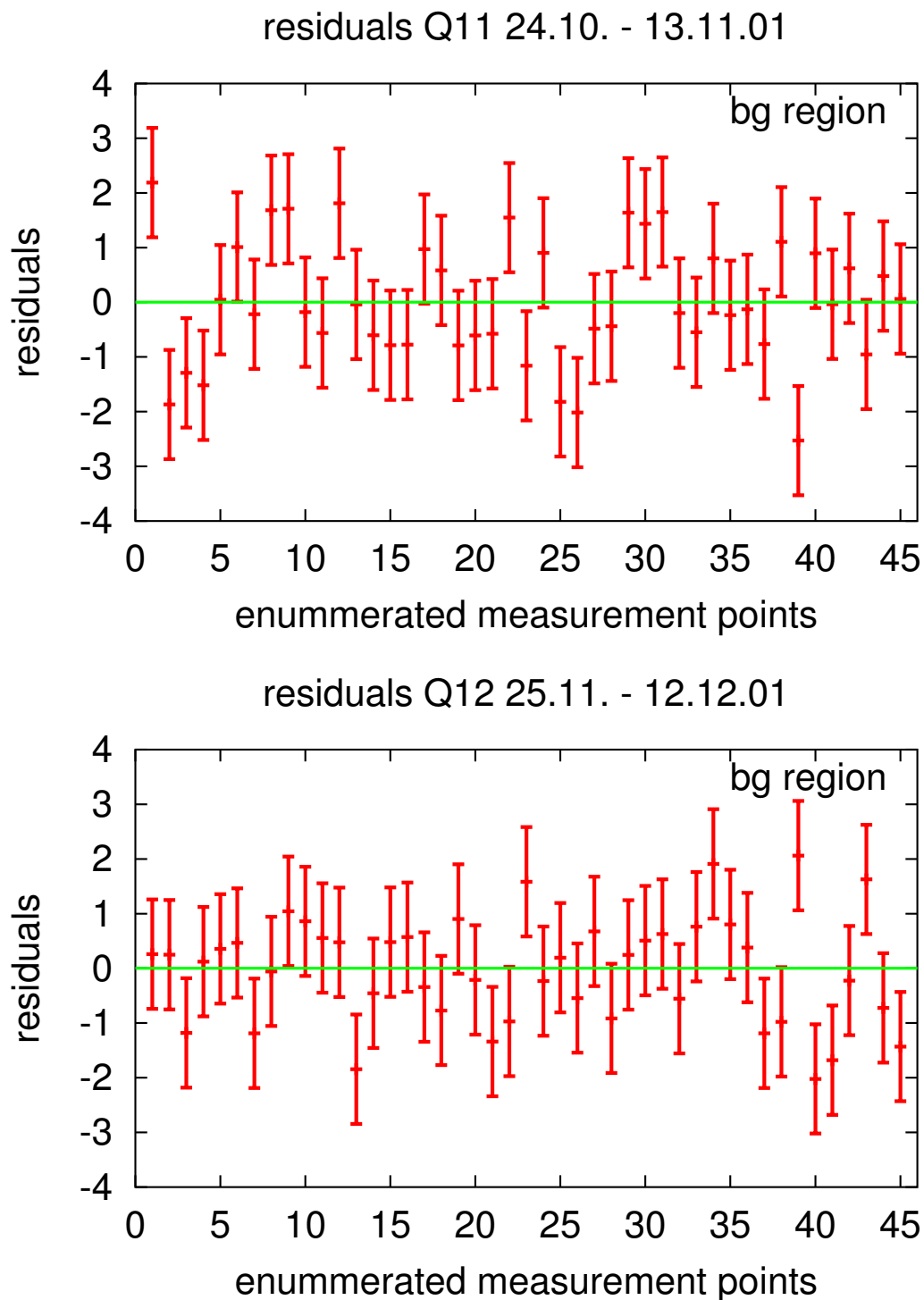
Daraus ergibt sich mit der Methode des “unified approach” [Fel98]:  
eine Obergrenze von:  $m_\nu < 3.0 \text{ eV}/c^2$

**Tabelle 7.1: Ergebnisse der Standardanpassungen für die verschiedenen unteren Grenzen des Auswertintervalls  $E_{low}$ .** Die Tabelle beinhaltet die Ergebnisse für die Messphasen Q11 und Q12 des Jahres 2001. Dabei ist  $E_{low}$  die untere Grenze des Auswertintervalls,  $m_\nu^2$  das Neutrinomassenquadrat,  $E_0$  der Endpunkt des Tritium- $\beta$ -Spektrums,  $A$  die Amplitude und  $B$  der Untergrundlevel. Die obere Grenze des Fitintervalls betrug für alle Anpassungen 18.66 keV. Zusätzlich sind die statistischen Fehler der einzelnen Parameter, die Anzahl der Freiheitsgrade der Anpassung ( $d.o.f.$ ) und die reduzierten Chiquadratwerte  $\chi^2/d.o.f.$  angegeben.

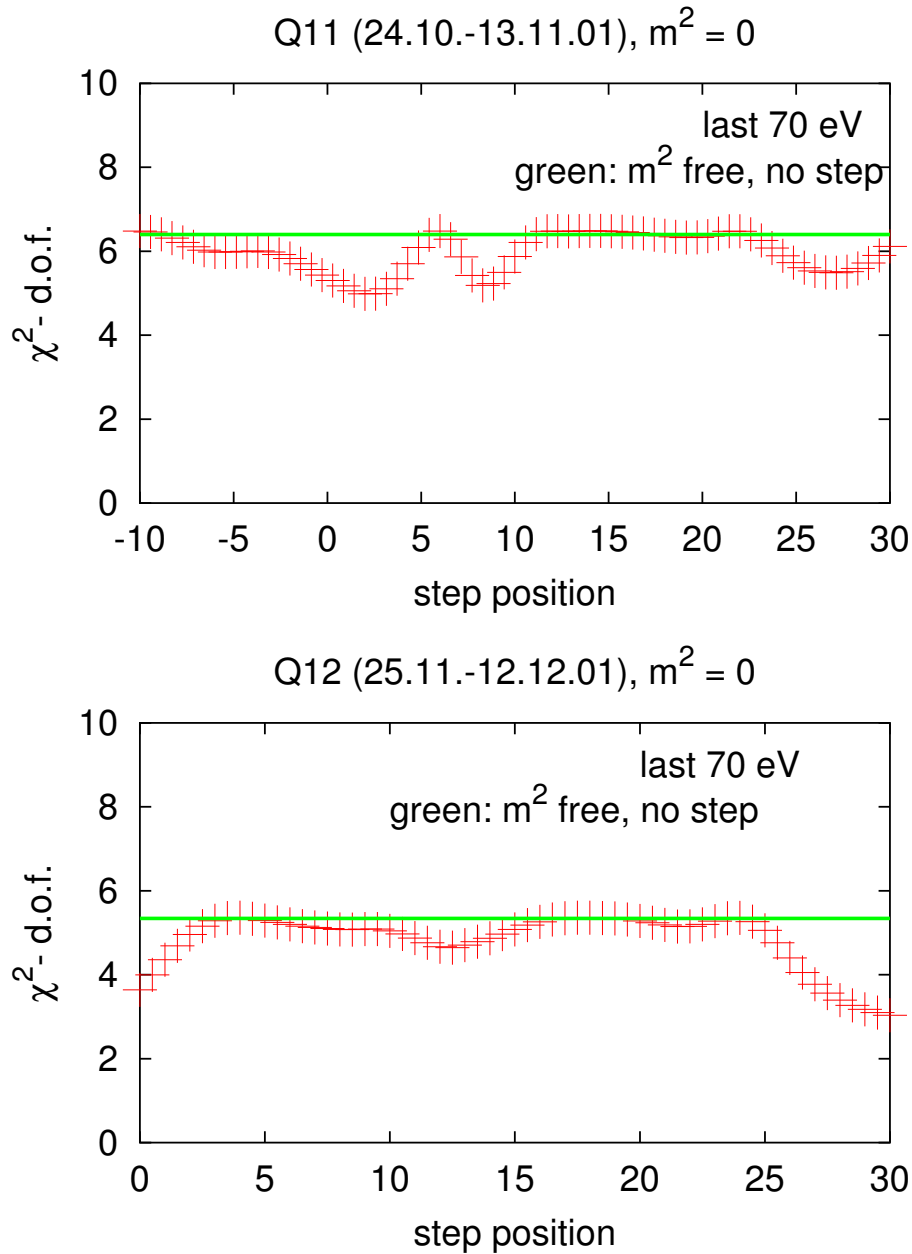
|     | $E_{low}$<br>[keV] | $m_\nu^2$<br>[eV <sup>2</sup> /c <sup>4</sup> ] | $E_0$<br>[eV]   | $A$           | $B$<br>[10 <sup>-3</sup> s <sup>-1</sup> ] | d.o.f. | $\chi^2/d.o.f.$ |
|-----|--------------------|-------------------------------------------------|-----------------|---------------|--------------------------------------------|--------|-----------------|
| Q11 | 18.37              | +3.53 ± 2.92                                    | 18576.75 ± 0.06 | 2.742 ± 0.003 | 12.6 ± 0.2                                 | 41     | 1.42            |
|     | 18.40              | -0.69 ± 3.10                                    | 18576.61 ± 0.07 | 2.753 ± 0.004 | 12.5 ± 0.2                                 | 40     | 1.14            |
|     | 18.43              | -1.26 ± 3.00                                    | 18576.58 ± 0.08 | 2.756 ± 0.006 | 12.5 ± 0.2                                 | 39     | 1.15            |
|     | 18.46              | -2.57 ± 3.57                                    | 18576.52 ± 0.12 | 2.762 ± 0.011 | 12.5 ± 0.2                                 | 38     | 1.17            |
|     | 18.48              | -0.69 ± 4.56                                    | 18576.62 ± 0.14 | 2.749 ± 0.016 | 12.5 ± 0.2                                 | 37     | 1.17            |
|     | 18.50              | +1.32 ± 5.76                                    | 18576.73 ± 0.15 | 2.733 ± 0.020 | 12.6 ± 0.2                                 | 36     | 1.18            |
|     | 18.51              | +1.56 ± 6.48                                    | 18576.75 ± 0.18 | 2.729 ± 0.026 | 12.6 ± 0.2                                 | 35     | 1.21            |
|     | 18.515             | +5.67 ± 5.59                                    | 18576.97 ± 0.19 | 2.691 ± 0.029 | 12.6 ± 0.2                                 | 34     | 1.16            |
|     | 18.52              | +5.71 ± 6.00                                    | 18576.97 ± 0.20 | 2.690 ± 0.035 | 12.6 ± 0.2                                 | 33     | 1.19            |
| Q12 | 18.37              | -1.49 ± 3.56                                    | 18576.56 ± 0.08 | 1.848 ± 0.003 | 12.7 ± 0.3                                 | 41     | 1.05            |
|     | 18.40              | -2.11 ± 3.80                                    | 18576.54 ± 0.10 | 1.849 ± 0.004 | 12.6 ± 0.3                                 | 40     | 1.07            |
|     | 18.43              | -3.54 ± 4.00                                    | 18576.48 ± 0.12 | 1.853 ± 0.006 | 12.6 ± 0.3                                 | 39     | 1.08            |
|     | 18.46              | -1.82 ± 4.56                                    | 18576.56 ± 0.17 | 1.847 ± 0.010 | 12.6 ± 0.3                                 | 38     | 1.09            |
|     | 18.48              | -1.08 ± 5.38                                    | 18576.60 ± 0.15 | 1.844 ± 0.012 | 12.7 ± 0.3                                 | 37     | 1.12            |
|     | 18.50              | -1.01 ± 6.04                                    | 18576.60 ± 0.18 | 1.843 ± 0.017 | 12.6 ± 0.3                                 | 36     | 1.15            |
|     | 18.51              | -1.34 ± 6.14                                    | 18576.58 ± 0.25 | 1.847 ± 0.026 | 12.7 ± 0.2                                 | 35     | 1.18            |
|     | 18.515             | +0.16 ± 8.40                                    | 18576.71 ± 0.19 | 1.825 ± 0.023 | 12.6 ± 0.2                                 | 34     | 1.14            |
|     | 18.52              | +3.37 ± 12.27                                   | 18576.92 ± 0.30 | 1.796 ± 0.034 | 12.7 ± 0.2                                 | 33     | 1.12            |



**Abbildung 7.5: Neutrinomassenquadrate für die Messungen Q11 und Q12.** Dargestellt sind die Ergebnisse des Fits für den Parameter  $m_\nu^2$  (linke Ordinate, gefüllte Kreise) für Q11 im oberen Teil und Q12 im unteren Teil in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls. Die obere Grenze betrug jeweils 18.66 keV. Die inneren Fehlerbalken geben den statistischen Fehler an, während die äußeren Fehlerbalken den Gesamtfehler wiedergeben. Gegen die rechten Ordinaten sind die korrespondierenden Werte für das reduzierte Chiquadrat  $\chi^2_{red} = \chi^2/d.o.f.$  mit offenen Kreisen aufgetragen. Für beide Messungen ist ein stabiles, innerhalb der Fehler mit Null verträgliches Ergebnis für  $m_\nu^2$  zu erkennen. Die gut mit eins verträglichen Werte für  $\chi^2_{red}$  zeigen, dass es sich um gute Anpassungen handelt.

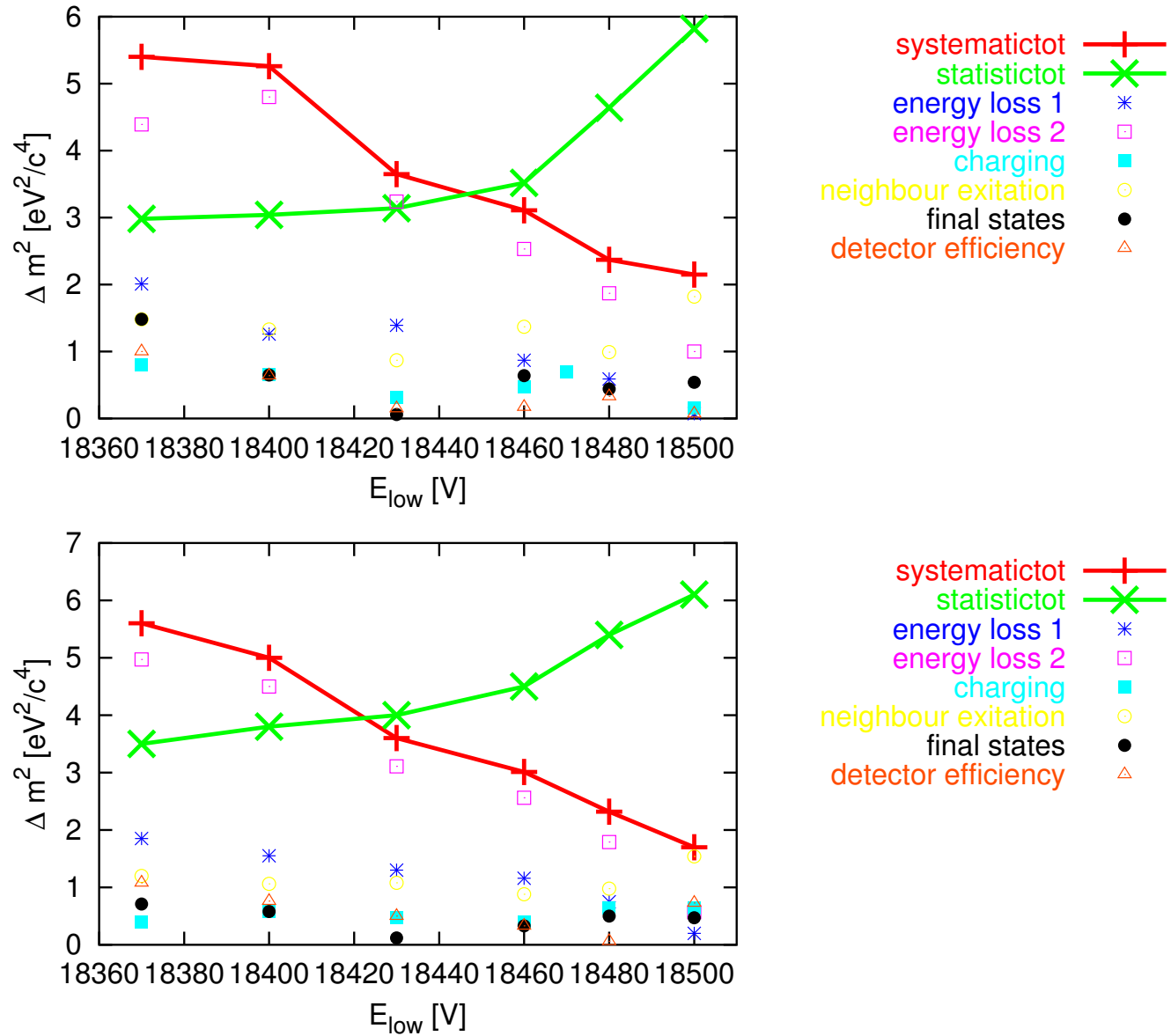


**Abbildung 7.6: Residuen der Messung Q11 und Q12.** Dargestellt sind die Residuen für die Messungen Q11 (oberes Bild) und Q12 (unteres Bild). Die Residuen zeigen den Unterschied zwischen Daten und Fitwert in  $\sigma$ . Auf der Abzisse sind die Messwerte einfach durchnummeriert, um zu vermeiden, dass durch unterschiedliche Abstände zwischen den ausgewählten Spannungswerten, scheinbar Strukturen zu sehen sind. Der Punkt Eins gehört zum am weitesten im Spektrum gelegenen Punkt bei 18370 V. Die genaue Zuordnung der Punkte zu den Spannungswerten findet sich in einer Tabelle im Anhang B.



**Abbildung 7.7: Stufensuche in den Messungen Q11 und Q12.** Dargestellt sind die Ergebnisse für die Suche nach Stufen in Form von Troitsk-Anomalien. Aufgetragen ist jeweils die Qualität der Anpassung  $\chi^2 - d.o.f.$  gegenüber der Position der potentiellen Stufe. Ein positives Signal wäre eine erhebliche Verbesserung im  $\chi^2$  um mindestens 6 Einheiten. Für beide Messungen ist deutlich erkennbar, dass dies nicht der Fall ist.





**Abbildung 7.8:** Anteil an den systematischen Unsicherheiten der Messungen Q11 und Q12. Dargestellt sind verschiedenen Anteile der systematischen Unsicherheiten in Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalls. Die durchgezogenen Linien dienen zur Führung des Auges und veranschaulichen die gesamten Unsicherheiten: statistisch und systematisch.

# Kapitel 8

## Gesamtanalyse aller Daten

Im folgenden Kapitel wird die Gesamtanalyse aller Tritiumdaten dargestellt, die nach den beschriebenen Kriterien für ungestört befunden wurden. In den Abschnitten E und F des Anhangs sind nochmals die Ergebnisse für den Parameter  $m_\nu^2$  in Abhängigkeit vom Auswertintervall und die Ergebnisse der Stufensuche für die Einzelmessungen des Gesamtdatensatzes zusammengefasst. Es wird beschrieben, wie in der Analyse des Gesamtdatensatzes die Unsicherheiten und die Werte für das Neutrinomassenquadrat ermittelt werden. Die Ergebnisse stellen das Endergebnis für das Mainzer Neutrinomassen-Experiment dar.

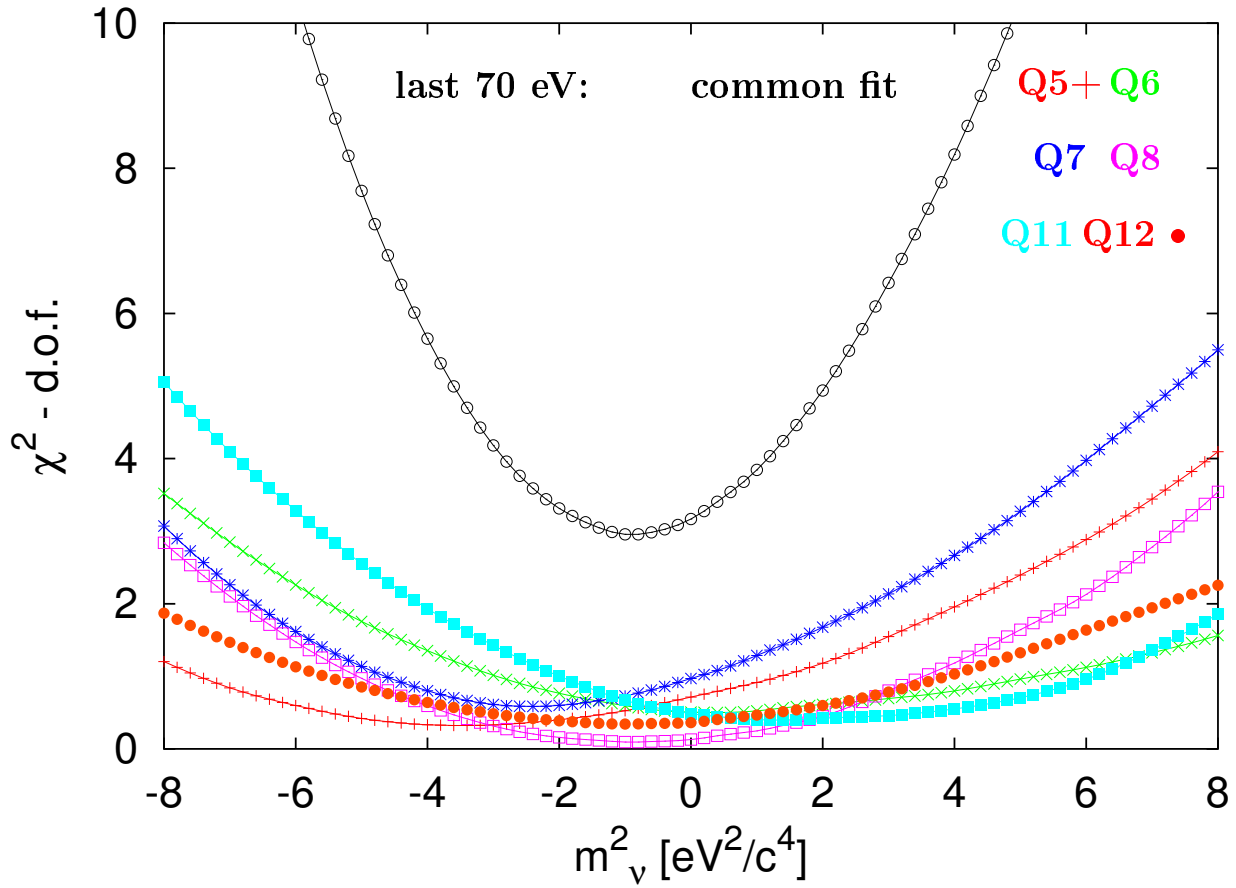
### 8.1 Methode der gemeinsamen Analyse

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie in einer Standardanalyse des Gesamtdatensatzes die Werte für das Neutrinomassenquadrat ermittelt werden. Zum ersten Mal steht dabei wirklich der gesamte Datensatz im Vordergrund, weil keine weiteren Tritiummessungen mit der Mainzer Apparatur folgen werden. Wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben, gibt es insgesamt sechs ungestörte Datensätze, die aus den Jahren 1998, 1999 und 2001 stammen (Q5, Q6-Q8, Q11+Q12). Für die Anpassung eines einzelnen Datensatzes gibt es jeweils vier freie Parameter (Amplitude  $A$ , Untergrundlevel  $B$ , Position des Endpunktes  $E_0$  und Neutrinomassenquadrat  $m_\nu^2$ ). Der eigentlich interessierende Parameter Massenquadrat muss für alle Datensätze gleich sein und wird deshalb bei einem gemeinsamen Fit als gleicher Parameter behandelt. Die Parameter Amplitude und Untergrundzählrate sind ganz offensichtlich für jede Messung unterschiedlich und werden somit alle einzeln - also je sechs mal - berücksichtigt. Das gleiche gilt auch für den Parameter Position des Endpunktes, auch wenn das nicht so offensichtlich ist. Der Endpunkt des theoretischen  $\beta$ -Spektrums ist natürlich ebenfalls für alle Messungen gleich. Aber es handelt sich um eine Messung und der ermittelte Endpunkt hängt stark

von der Spannungsstabilität ab. Anhand der Ergebnisse der Kryptonmessungen (siehe Tabelle 3.1) erkennt man, dass es zwischen den einzelnen Messungen Differenzen gibt, die wesentlich größer sind als die Unsicherheit mit der der Endpunkt in der Anpassung bestimmt werden kann. Daraus ergibt sich für die Anpassung von  $N$  Datensätzen eine Anzahl von  $3N+1$  freien Parametern - also in diesem Fall von sechs Messungen 19 freie Parameter. Ein gemeinsamer Fit aller Daten mit sehr vielen Parametern ist technisch sehr aufwendig und der größte Teil der freien Parameter ist lediglich vom jeweiligen Datensatz abhängig. Deshalb wird der Trick angewandt, die Anpassungen der einzelnen Datensätze als Grundlage zu benutzen. Mit dem Fitprogramm MINUIT [Jam94] werden zunächst für jeden einzelnen Datensatz Anpassungen durchgeführt. Dabei erfolgt die Anpassung mit drei freien Parametern (Amplitude  $A$ , Untergrundeniveau  $B$ , Position des Endpunktes  $E_0$ ) in Abhängigkeit des vierten Parameters  $m_\nu^2$ , der über einen großen Bereich um Null in kleinen, aber festen Schritten, variiert wird. Die Werte für das  $\chi^2$  der Anpassung werden als Funktion des Parameters Massenquadrat herausgeschrieben. Addiert man alle  $N$   $\chi^2$ -Kurven als Funktion von  $m_\nu^2$  auf, so erhält man exakt die gleiche  $\chi^2$ -Kurve, die auch die vollständige gemeinsame Anpassung ergeben hätte. Abbildung 8.1 zeigt sowohl die einzelnen als auch die durch Addition entstandene  $\chi^2$ -Kurve für alle sechs Messungen <sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Die Addition der  $\chi^2$ -Kurven stellt gleichzeitig eine Mittelung der verschiedenen Messungen dar, die automatisch die Konsistenz der Ergebnisse der Einzelmessungen bzgl.  $m_\nu^2$  und auch das unterschiedliche statistische Gewicht durch die jeweilige Steilheit der  $\chi^2$ -Kurven berücksichtigt.



**Abbildung 8.1: Ermittlung von  $m^2_\nu$  für den Gesamtdatensatz.** Dargestellt sind die  $\chi^2$ -Kurven für den Fitparameter Neutrinomassenquadrat der einzelnen Datensätze (farblich gekennzeichnet) und die Summe dieser Kurven in schwarz als Anpassung für den Gesamtdatensatz.

## 8.2 Behandlung der systematischen Unsicherheiten

### 8.2.1 Standardverfahren

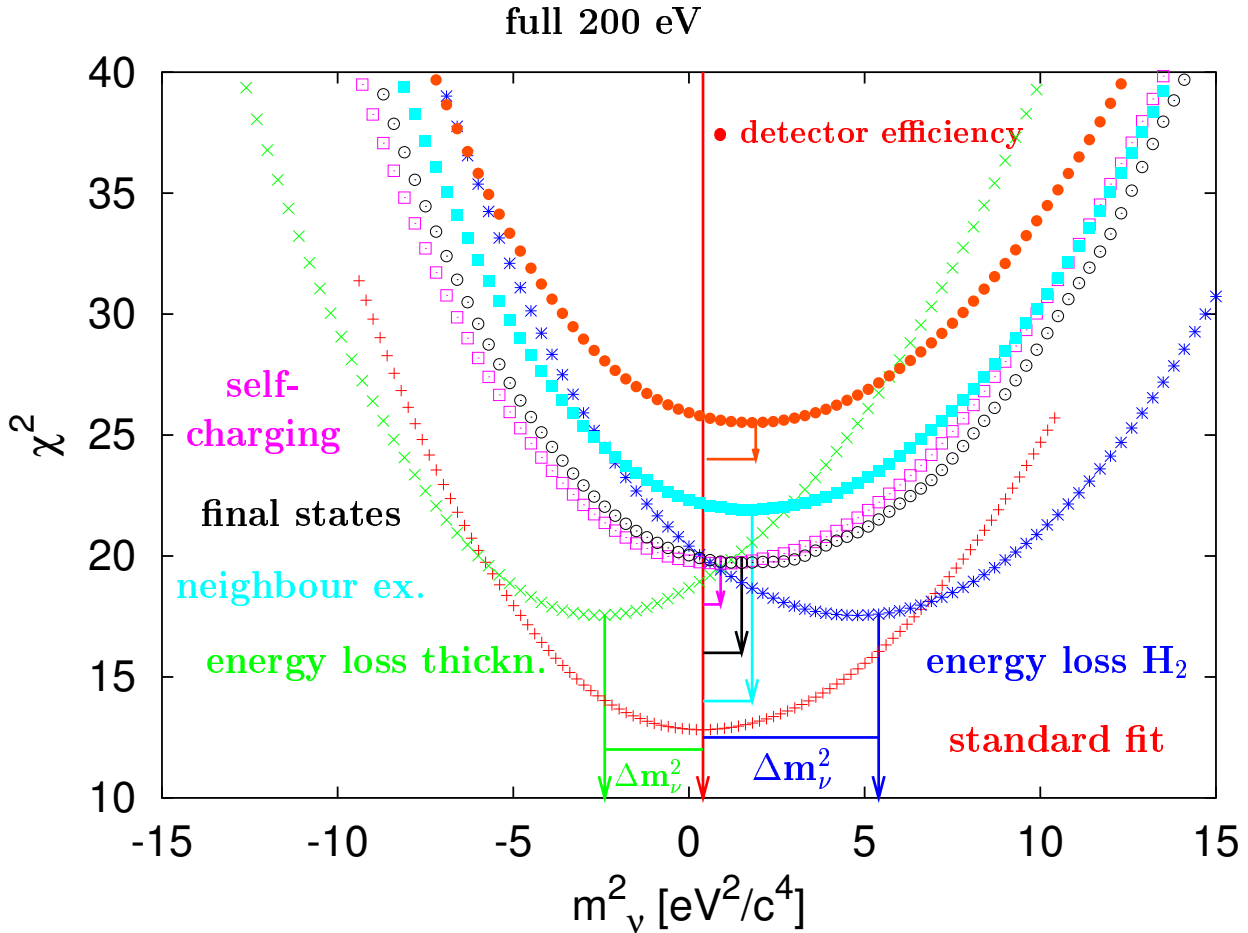
Zur Bestimmung der Unsicherheiten, die aufgrund von fehlerbehafteten Eingangsparametern erzeugt werden, werden diese Parameter einzeln variiert und dazu neue Anpassungen mit  $\chi^2$ -Kurven für den Parameter Massenquadrat berechnet. Dann werden die Differenzen zwischen dem Minimum der variierten und dem der Standard- $\chi^2$ -Kurve gebildet. Diese Differenzen für die verschiedenen systematischen Unsicherheiten werden dann quadratisch aufaddiert und bilden den systematischen Fehler des entsprechenden Datensatzes. Dies ist in Abbildung 8.2 am Beispiel der Messung Q7 dargestellt. Die Messung Q7 wurde gewählt, weil sie unter den Datensätzen die größte Statistik aufweist und die Verteilung der systematischen Unsicherheiten typisch ist.

Da alle Einzelmessungen unterschiedliche Eingangsparameter aufweisen, was z.B. die Schichtdicke angeht, werden die systematischen Unsicherheiten erstmal für die einzelnen Datensätze bestimmt. Um dann die Unsicherheit des Gesamtdatensatzes zu erhalten wird für jede einzelne Veränderung analog zur Bestimmung des Massenquadrates (siehe Abschnitt 8.1) in einem gemeinsamen Fit ein neuer Wert für das Massenquadrat ermittelt. Die Ergebnisse der  $m_\nu^2$ -Differenz zum unausgelenkten gemeinsamen Fit werden für die Auslenkung jeder einzelnen systematischen Unsicherheit quadratisch aufaddiert und man erhält auf diese Weise die systematische Unsicherheit für den Gesamtdatensatz.

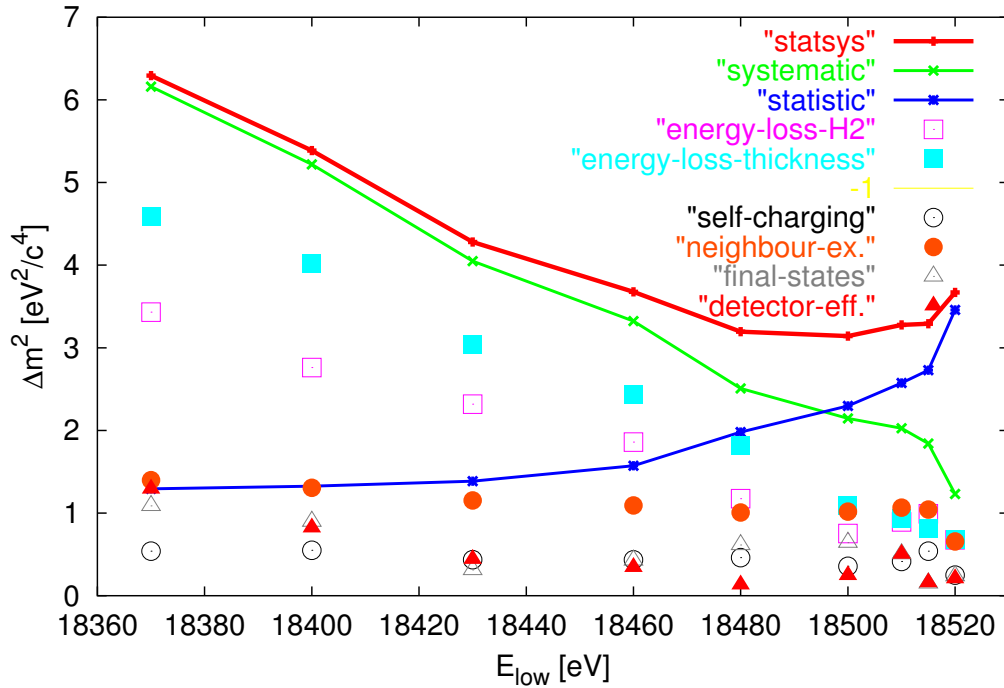
Das für das Neutrinomassenquadrat sensitivste Auswertintervall zeigt sich, wenn man den Gesamtfehler, der sich aus statistischem und systematischem Anteil zusammensetzt, betrachtet. Je kleiner man das Auswertintervall wählt, desto weniger Zählrate trägt bei und damit steigt der statistische Fehler. Aber sehr nahe am Endpunkt ist ein Teil der systematischen Unsicherheit, nämlich der Energieverlust durch inelastische Streuung ganz verschwunden, sodass die systematischen Unsicherheiten geringer werden, je kleiner man das Auswertintervall wählt. In Abbildung 8.3 sind die Gesamtbeiträge der statistischen und der systematischen Unsicherheiten in Abhängigkeit vom Auswertintervall für den Gesamtdatensatz dargestellt. Außerdem ist die Kurve eingetragen, die sich aus der quadratischen Addition beider Anteile ergibt. Daraus lässt sich dann der geringste Gesamtfehler ablesen. Dieser liegt bei 18500 eV, was den letzten 70 eV des Spektrums entspricht.

Wie sich die einzelnen systematischen Anteile pro Messung für das Auswertintervall ab 18500 eV verhalten ist im Histogramm 8.4 dargestellt. Gleiche Farben gehören immer zur gleichen Messung. Man erkennt deutlich, dass die Schwankungen von Messung zu Messung groß sind. In Abschnitt 8.3 werden diese Werte

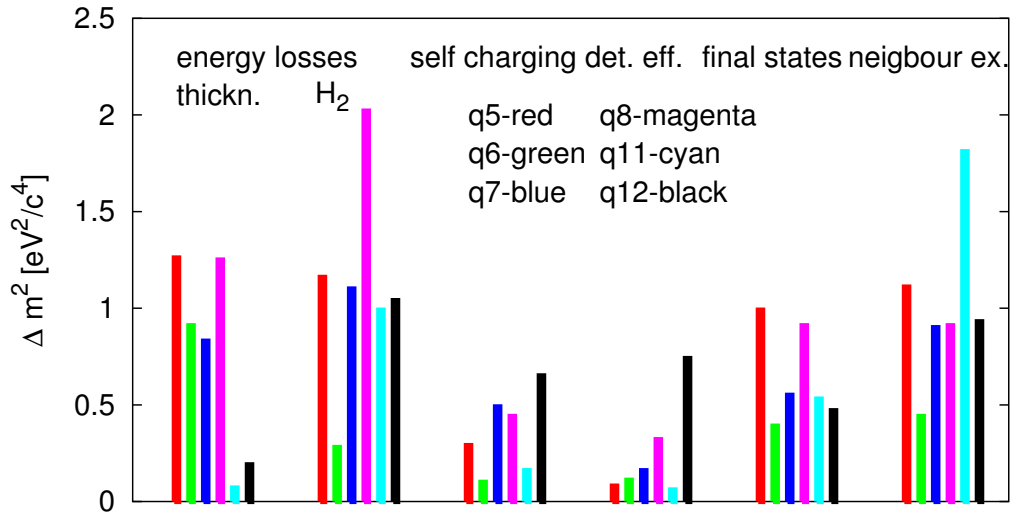
deshalb mit simulierten Werten für die systematischen Unsicherheiten verglichen. Welche Eingangsparameter variiert werden und aus welchen Grund ist ausführlich in Kapitel 4 beschrieben.



**Abbildung 8.2: Ermittlung der systematischen Unsicherheit am Beispiel Q7.** Dargestellt sind die  $\chi^2$ -Kurven für die Abweichungen durch die verschiedenen systematischen Effekte. An den Beispielen “energy loss” (grün) und energy loss  $H_2$  (blau) ist dargestellt, wie aus der Differenz der Minima der  $\chi^2$ -Kurven mit Auslenkung aufgrund der systematischen Korrektur im Vergleich zum Minimum der Standardanpassung (rot) der systematische Einzelfehler bestimmt wird. Die Korrekturen und wie sie zustande kommen ist ausführlich in Kapitel 4 beschrieben. Die systematische Unsicherheit ergibt sich dann durch quadratisches Aufaddieren der jeweiligen Differenzen im Neutrinomassenquadrat zur Standardanpassung. Im Bild ist diese Prozedur anhand der Tritiummessung Q7 exemplarisch gezeigt. Die Auslenkung der Parameter durch systematische Korrekturen erfolgt hier im Bild einseitig, d.h. zur weiteren Analyse wird dann der Betrag der Differenz  $|\Delta m_\nu^2|$  verwendet, während man bei zweiseitiger Auslenkung stets die positive Abweichung heranziehen würde.



**Abbildung 8.3: Unsicherheiten des Gesamtdatensatzes in Abhängigkeit vom Auswertintervall.** Dargestellt sind die Anteile an der systematischen Unsicherheit für den Gesamtdatensatz. Die durchgezogenen Linien repräsentieren den totalen statistischen (blau) und systematischen (grün) Fehler, bzw. die Gesamtunsicherheit (rot), die sich aus der quadratischen Summe ergibt. Der geringste Gesamtfehler des Gesamtdatensatzes ergibt sich für das Auswertintervall von 18500 eV.



**Abbildung 8.4: Anteile an der systematischen Unsicherheit für die verschiedenen Datensätze.** Dargestellt sind die Anteile in Einheiten von  $\Delta m^2$  für die verschiedenen systematischen Effekte. Dabei steht jeweils eine Farbe für eine Messung. Der Farbcode ist im Bild angegeben. Die Balken innerhalb der einzelnen Abschnitte sind chronologisch geordnet.

### 8.2.2 Bestimmung der Amplitude der Nachbarschaftsanregung aus den Daten und Auswirkungen auf $m_\nu^2$

Bisher wurden die Schritte des Analyseverfahrens beschrieben, wie sie sich im Laufe der Jahre entwickelt und somit als Standardverfahren zur Analyse der Mainzer Daten bewährt haben. Es gibt aber noch einen Kritikpunkt an den verwendeten systematischen Korrekturen, der auch von den Kollegen aus Troitsk angesprochen wurde. Während die Endzustände durch verschiedene Rechnungen [Sae00] getestet wurden und Energieverluste [Ase00] sowie Aufladung [Bor03] des Quellfilms durch eigene Messungen untermauert wurden, stammt die Information über die sog. Nachbarschaftsanregung <sup>2</sup> aus einer einzigen Modellrechnung [Kol88]. Diese Rechnung verwendet die Wellenfunktionen und Anregungsenergien für gasförmiges Tritium. Danach liegt die mittlere Anregungsenergie bei  $\varepsilon = 14.6$  eV. Für die Abschätzung der Amplitude der Nachbarschaftsanregung wird ein Tritiumkristall angenommen, der eine dichteste Kugelpackung, d.h. zwölf unmittelbare Nachbaratome aufweist. Als Ergebnis dieser Rechnungen erhält man für die Amplitude der Nachbarschaftsanregung  $a_{nex} = 5.9\%$ .

Die Ergebnisse der Messungen aus Referenz [Ase00] haben auch einen Einfluss auf den Effekt der Nachbarschaftsanregung und führen zu Korrekturen, die in Referenz [Wei99] beschrieben sind. Die Verschiebung der mittleren Anregungsenergie um 1.5 V (Kolos gibt  $\varepsilon = 14.6$  eV an, was demnach auf  $\varepsilon = 16.1$  eV korrigiert wird) wird übernommen. Die Nachbarschaftsanregung wird in [Kol88] berechnet für den Fall, dass alle Gitterstellen besetzt sind (dichteste Kugelpackung). Im schockkondensierten Film sind aber Fehlstellen vorhanden; er weist eine mittlere Porösität von etwa 11% auf, wobei die Struktur und Verteilung der Fehlstellen im Einzelnen nicht bekannt ist <sup>3</sup>. Die genannten 11% wurden als eine Reduktion der Dichte des schockkondensierten gegenüber der eines kompakten hcp-Tritiumfilms (genauer gesagt handelt es sich um Messungen an Deuterium) ellipsometrisch aus der Abnahme des Brechungsindex bestimmt [Ase00] <sup>4</sup>. Da für die Nachbarschaftsanregung die direkte Umgebung die entscheidende und diese durch die Porösität ausgedünnt ist, muss die Amplitude abgesenkt werden. Eine weitere Reduktion der Amplitude der Nachbarschaftsanregung wird aus einer Analogie

---

<sup>2</sup>Unter Nachbarschaftsanregung versteht man, dass es bei einem Tritiumzerfall in der Festkörperstruktur des Quellfilms möglich ist, Nachbarmoleküle unmittelbar anzuregen. Man braucht zwei Größen, um den Effekt zu beschreiben: die mittlere Anregungsenergie  $\varepsilon$  und die Amplitude  $a_{nex}$  (siehe auch Abschnitt 4.4).

<sup>3</sup>Es könnten größere leere Blasen vorhanden sein, die Fehlstellen könnten homogen verteilt sein oder der Gitterabstand könnte um circa 3-6% größer sein.

<sup>4</sup>In [Ase00] ist beschrieben, dass dabei das Produkt aus Moleküldichte  $\rho$  und Schichtdicke  $d$  bestimmt wird. Durch Messung des optischen Brechungsindex kann man dann mit dem Gesetz von Clausius Mosotti  $\rho$  berechnen und erhält in diesem Fall einen um 11% geringeren Wert als für die dichteste Kugelpackung, die in der Rechnung von Kolos et al. angenommen wurde.



zum Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektronenstreuung erwartet: Dieser ist im festen Tritium gegenüber dem Wirkungsquerschnitt im gasförmigem Tritium um 13% geringer. Das kann so verstanden werden, dass die Wellenfunktionen der einzelnen Moleküle ausgedehnt sind - insbesondere die angeregten - und sich überlappen und infolge dessen elektrostatische Abstoßung und "Pauli blocking" auftreten. Auch diese Absenkung wird in der Standardanalyse voll auf  $a_{nex}$  übertragen. Multipliziert man nun diese beiden Beiträge mit der nach [Kol88] abgeschätzten Amplitude  $0.87 \cdot 0.89 \cdot 5.9\%$  so erhält man für  $a_{nex}$  den Wert 4.6%.

Zum ersten Mal beschrieben wurde diese Korrektur der Amplitude der Nachbarschaftsanregung von 5.9% auf 4.6% in Referenz [Wei99]. Diese Veröffentlichung ist vor der Referenz [Ase00] erschienen und beinhaltet etwas andere Zahlenwerte. Danach wurden als Korrektur 9% aufgrund von elektrostatischer Abstoßung und Pauli blocking berücksichtigt und 13% aufgrund der porösen Struktur<sup>5</sup>. Beide wurden dann nicht ganz korrekt addiert und man erhielt eine Verringerung um 22% für  $a_{nex}$ .

Aufgrund ihrer nur rein qualitativen Begründung wurden bisher beide Korrekturen ( $\epsilon$ : 14.6 eV  $\rightarrow$  16.1 eV und  $a_{nex} = 5.9\% \rightarrow 4.6\%$ ) vollständig als systematische Unsicherheit berücksichtigt (siehe Kapitel 4).

Mittlerweile sind genügend eigene Tritiumdaten vorhanden, um auch  $a_{nex}$ <sup>6</sup> aus den Daten allein bestimmen zu können. Der neue Ansatz besteht nun darin, die Amplitude der Nachbarschaftsanregung  $a_{nex}$  als zusätzlichen freien Parameter in die Anpassung einzuführen und den besten Wert zu ermitteln. Allerdings ist  $a_{nex}$  stark mit der Säulendichte in Einheiten des Wirkungsquerschnittes (also der mittleren Anzahl aller inelastischen Streuungen eines  $\beta$ -Teilchens im Film, solange man die Winkelabhängigkeit unberücksichtigt lässt)  $n_{tot} = \sigma_{tot} \rho d$  korreliert. Dies gilt es zu berücksichtigen. Der totale Wirkungsquerschnitt konnte in einem unabhängigen Experiment durch Energieverlustmessungen [Ase00] zu  $\sigma_{tot} = 2.98 \pm 0.16 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  bestimmt werden. Die Bestimmung der Säulendichte  $\rho d$  eines Quellfilms ist ebenfalls mit Unsicherheiten verbunden. Diese beträgt im Mittel über alle Filme etwa 3% relativ und muss noch zusätzlich zu den 5.4% relativer Unsicherheit aus der Messung des Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{tot}$  berücksichtigt werden. Da beide Unsicherheiten unabhängig voneinander sind, werden sie quadratisch aufaddiert. Man erhält für  $n_{tot}$  dann einen relativen Fehler von 6.2%. Setzt man nun alle Werte ein, ergibt sich für  $n_{tot} = \sigma_{tot} \rho d = 2.98 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2 \cdot 2.70 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3} \cdot 4.6 \cdot 10^{-6} \text{ cm} = 0.370$  (Dabei wurde für die Schichtdicke ein mittlerer Wert für alle Quellfilme eingesetzt, der sich zu  $460 \text{ \AA} = 4.6 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$  ergibt).

<sup>5</sup>Dabei handelt es sich um eine Mittelung aus 0% (wenn die Löcher groß und konzentriert wären und die lokale Struktur der übrigen Kristalle erhalten bliebe), 17% (wenn Löcher als einzelne Fehlstellen verteilt wären) und 22% (wenn die Abstände der Moleküle größer wären).

<sup>6</sup>Die mittlere Anregungsenergie ist wesentlich besser bekannt. Die Amplitude der Nachbarschaftsanregung ändert sich aber mit der vierten Potenz der Gitterkonstanten und ist von daher sehr von der lokalen Struktur des Quellfilms abhängig.

Im ersten Schritt wird für ein möglichst großes Auswertintervall (in diesem Fall 170 eV unterhalb des Endpunktes <sup>7</sup>) der Parameter  $a_{nex}$  bestimmt. Für die Standardwerte des inelastischen Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{tot} = 2.98 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$  und der reduzierten Dichte des schockkondensierten Films  $\rho = 2.70 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  zeigt Abbildung 8.5 den  $\chi^2$ -Konturplot <sup>8</sup> der Parameter  $m_\nu^2$  gegen  $a_{nex}$ . Daraus lässt sich ein Wert für  $a_{nex} = 5\% \pm 1.6\%$  ablesen. Dieses Ergebnis für  $a_{nex}$  ist in guter Übereinstimmung mit dem bisher verwendeten Wert von  $a_{nex} = 4.6\% \pm 1.3\%$ . Zusätzlich ist hier noch anzumerken, dass der Parameter  $m_\nu^2$  für den besten Wert von  $a_{nex}$  exakt bei  $0 \text{ eV}^2/\text{c}^4$  liegt und somit kompatibel mit dem physikalisch erlaubten Bereich ist. Die Parameter  $n_{tot}$  und  $a_{nex}$  sind sehr stark korreliert, was im unteren Teil der Abbildung 8.5 grafisch dargestellt ist. Dabei ist mit  $n_{tot}$  der Mittelwert über die leicht verschieden dicken Filme gebildet. Die Unsicherheit von 6.2% lässt sich durch die Korrelation zu einer weiteren systematischen Unsicherheit in  $a_{nex}$  von 2.2% übersetzen. Damit ergibt sich für  $a_{nex} = 5\% \pm 1.6\% \pm 2.2\% = 5\% \pm 2.7\%$ .

Der Parameter  $a_{nex}$  wurde in konsistenter Weise aus den Daten bestimmt, aber gleichzeitig ist die Unsicherheit um einen Faktor zwei größer geworden. Im folgenden Abschnitt wird beschrieben, inwiefern dennoch die Auswirkung auf den Parameter  $m_\nu^2$  zu keiner größeren systematischen Unsicherheit führt.

Betrachtet man dazu erstmal die Korrelationsmatrix, die angibt wie allgemein ein Fehlerbeitrag von zwei eingehenden Parametern, die korreliert sind, beschrieben wird. Zur besseren Übersichtlichkeit steht im Folgenden  $M := m_\nu^2$  für Neutrinomassenquadrat,  $a := a_{nex}$  für die Amplitude der Nachbarschaftsanregung,  $\Delta a$  für den systematischen Anteil an der Unsicherheit der Nachbarschaftsamplitude (der statistische Anteil ist unkorreliert und wird gesondert behandelt) und  $n := n_{tot}$ .

$$\sigma_M^2 = (\Delta n, \Delta a) \begin{pmatrix} \frac{\partial^2 M}{\partial n^2} & \frac{\partial^2 M}{\partial n \partial a} \\ \frac{\partial^2 M}{\partial n \partial a} & \frac{\partial^2 M}{\partial a^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta n \\ \Delta a \end{pmatrix} \quad (8.1)$$

Multipliziert man die einzelnen Terme aus und ergänzt zusätzlich einige Einsen  $(\frac{\partial n}{\partial n}, \frac{\Delta n}{\Delta n}, \frac{\Delta a}{\Delta a})$ , so lässt sich gut erkennen, wie sich der gesamte Fehler  $\sigma_M^2$  zusammensetzt:

$$\underbrace{\frac{\partial^2 M}{\partial n^2}(\Delta n)^2}_{=(\Delta M(n))^2} + \underbrace{\frac{\partial^2 M}{\partial a^2}(\Delta a)^2}_{=(\Delta M(a))^2} + \underbrace{2 \frac{\partial^2 M}{\partial n \partial a} \Delta n \Delta a}_{=(\Delta M(n))^2 \frac{\partial n}{\partial a} \frac{\Delta a}{\Delta n} = (\Delta M(a))^2 \frac{\partial a}{\partial n} \frac{\Delta n}{\Delta a}} \quad (8.2)$$

Dabei steht der Ausdruck  $\frac{\partial n}{\partial a}$  bzw.  $\frac{\partial a}{\partial n}$  für die Steigung, die in Abbildung 8.5 aus der Korrelationskurve bestimmt werden kann.  $\Delta n$  und  $\Delta a$  sind die Ungenauigkei-

<sup>7</sup>Gemessen wird mit einem weiteren Messpunkt sogar bis 200 eV unterhalb des Endpunktes. Allerdings zeigt gerade dieser Punkt in zwei Messungen hohe Werte in den Residuen, deshalb blieb er für alle Datensätze unberücksichtigt.

<sup>8</sup>Diese Art von Konturplots wurden für verschiedene Werte von  $n_{tot}$  zwischen 0.345 und 0.398 erzeugt und bilden die Grundlage für Abbildung 8.5.

ten der Beiträge der einzelnen Parameter. Wie oben beschrieben, wurde  $\Delta a$ , also der systematische Anteil der Unsicherheit der Amplitude der Nachbarschaftsanregung, aus der Korrelationskurve bestimmt, und zwar unter der Annahme, dass es sich um eine Gerade handelt, d.h. es werden nur lineare Beiträge berücksichtigt. In diesem Fall wird der korrelierte Anteil, der mit Gleichung 8.1 beschrieben wird, gerade Null und verschwindet. Damit wird also die Unsicherheit im totalen inelastischen Wirkungsquerschnitt und der Säulendichte auf die statistische Unsicherheit von  $a_{nexstat}$  übertragen, der Beitrag der systematischen Unsicherheit von  $a_{nexsys}$  aufgrund der Unsicherheit im inelastischen Wirkungsquerschnitt und der Säulendichte sollte sich gerade mit der zuletzt genannten Unsicherheit wegheben. Diese Aufhebung der Unsicherheiten gilt natürlich nur für die lineare Näherung, in der Gleichung 8.1 gültig ist. Um die nicht-linearen Effekte zu berücksichtigen wurden die Unsicherheiten der Analyse für das optimale Auswertintervall der letzten 70 eV wie folgt bestimmt:

- Der Parameter  $a_{nex}$  wird um 1.6%, also seine statistische Unsicherheit ausgelenkt und die Differenz im Massenquadrat zwischen ausgelenktem und unausgelenktem Beitrag gebildet  $\Delta m_\nu^2(a_{nexstat})$ .
- Der Parameter  $a_{nex}$  wird um  $\Delta a_{nexsys} = 2.2\%$  zu größeren Werten ausgelenkt und gleichzeitig wird der Parameter  $n_{tot}$  entsprechend der Korrelation um  $\Delta n = 0.023$  auf 0.347 reduziert. Wiederum wird die Differenz im Massenquadrat zwischen unausgelenktem und ausgelenktem Beitrag gebildet  $\Delta m_\nu^2(a_{nexsys, n=0.347})$ .

Die Werte für  $\Delta m_\nu^2(a_{nexsys, n=0.347})$  sind wesentlich kleiner als die Werte für  $\Delta m_\nu^2(a_{nexsys})$  ohne eine Verschiebung des Parameters  $n$ . Das lässt sich durch die Korrelation erklären. Dass erstere Werte nicht Null sind, begründet sich in der Existenz von Nichtlinearitäten. Die Beiträge für die einzelnen Messungen des Gesamtdatensatzes für die letzten 70 eV sind in Tabelle 8.2 zusammengefasst.

Betrachtet man die Beiträge in der Tabelle (Abschnitt: Werte für die Bestimmung von  $a_{nex}$  als freiem Parameter), so erkennt man, dass der Beitrag des Energieverlustes nun hauptsächlich durch  $\Delta m_\nu^2(a_{nexstat})$ , also die statistische Unsicherheit von  $a_{nex}$  ausgedrückt wird.  $\Delta m_\nu^2(a_{nexsys, n=0.347})$  zeigt den Rest, der sich aus nicht linearen Beiträgen der in erster Näherung völligen Antikorrelation der Parameter  $a_{nex}$  und  $n$ , ergibt. Außerdem ist die vollständige Auslenkung von 2.2% (systematischer Unsicherheit) für  $a_{nex}$  ohne Berücksichtigung der Korrelation angegeben. Sie wird nicht weiter verwendet und ist lediglich dargestellt, um den Gewinn deutlich zu machen.  $\Delta m_\nu^2(a_{nexstat})$  und  $\Delta m_\nu^2(a_{nexsys, n=0.347})$  kann man nun als unabhängige Beiträge betrachten und quadratisch aufaddieren. Dabei müssen noch die statistischen Gewichte der Einzelmessungen (siehe erste Zeile der Tabelle) berücksichtigt werden und man erhält dann 1.58 eV<sup>2</sup> als Ergebnis. Die Einzelergebnisse der verschiedenen Messungen für die quadratische Summe sind in der

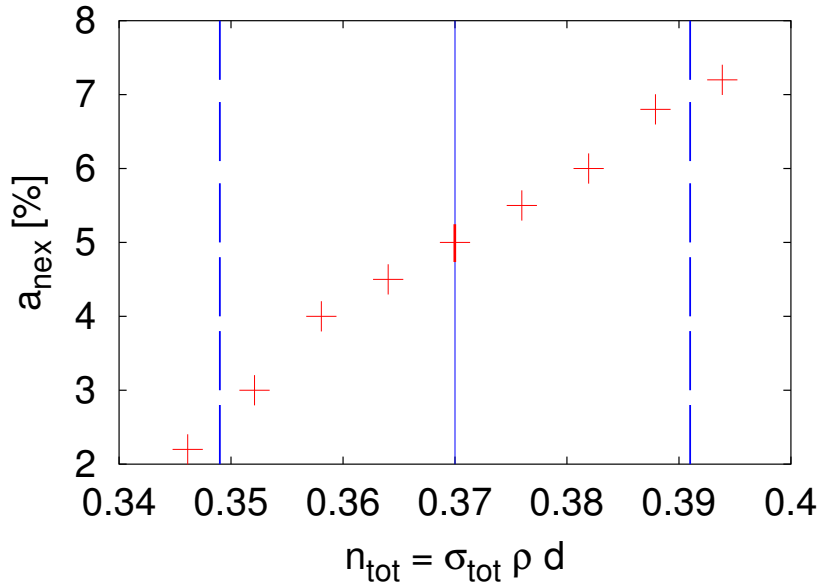
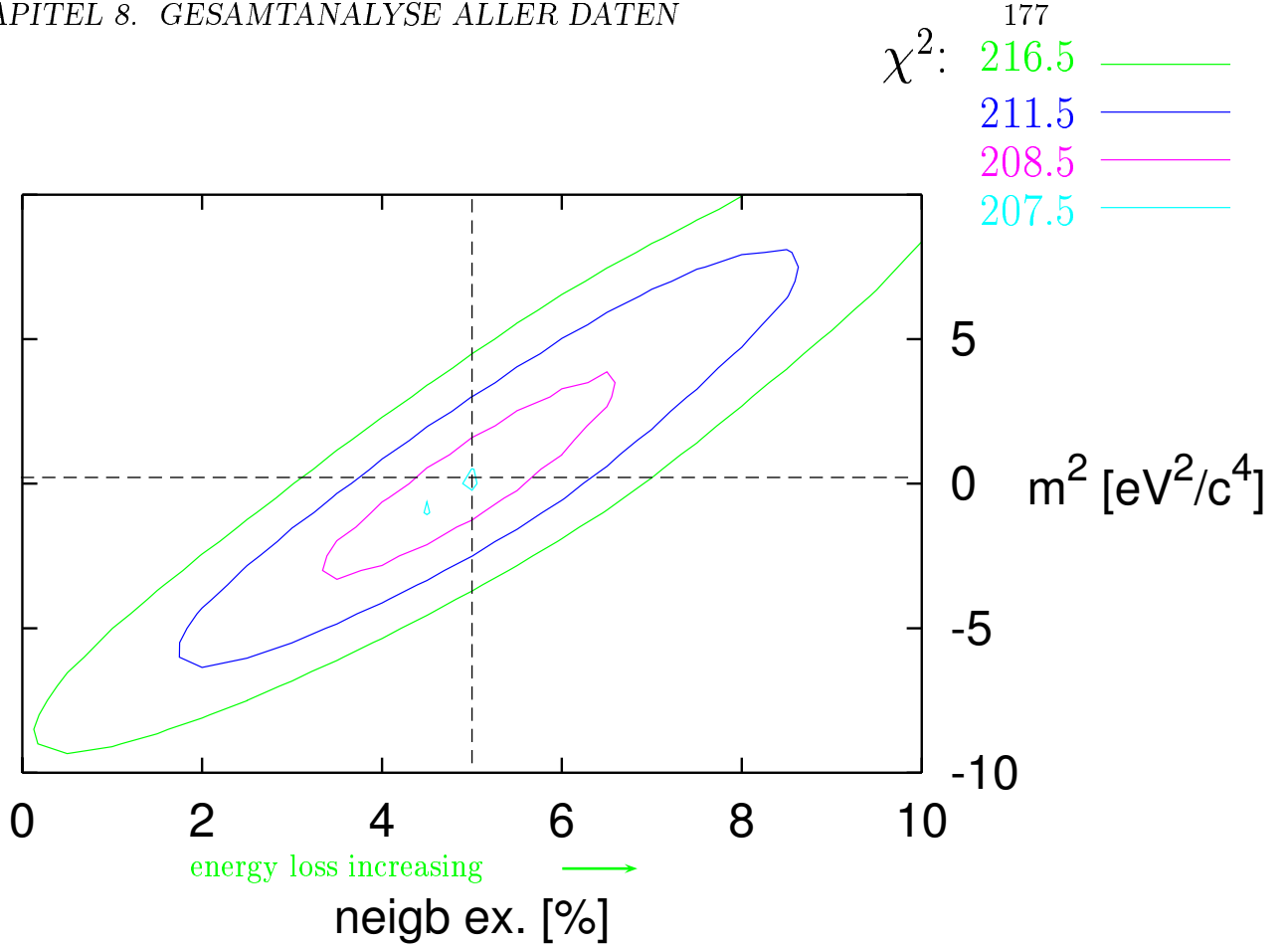
**Tabelle 8.1: Vergleich der Unsicherheiten im Energieverlust der alten und neue Methode.**

|                                                                        | Q5    | Q6    | Q7    | Q8    | Q11   | Q12   |
|------------------------------------------------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| statistische Gewichte                                                  | 0.155 | 0.122 | 0.218 | 0.195 | 0.159 | 0.151 |
| Werte für die Bestimmung von $a_{nex}$ als freiem Parameter            |       |       |       |       |       |       |
| $\Delta m_\nu^2(a_{nex_{stat}}) (:=\Delta_{st}) [\text{eV}^2]$         | 1.60  | 0.53  | 1.39  | 1.81  | 1.15  | 0.29  |
| $\Delta m_\nu^2(a_{nex_{sys}}) (:=\Delta_{sy}) [\text{eV}^2]$          | 2.20  | 0.73  | 1.91  | 2.49  | 1.58  | 0.40  |
| $\Delta m_\nu^2(a_{nex_{sys}, n=0.347}) (:=\Delta_{si}) [\text{eV}^2]$ | 1.42  | 0.55  | 0.92  | 1.04  | 0.33  | 0.26  |
| $\sqrt{(\Delta_{st})^2 + (\Delta_{si})^2} [\text{eV}^2]$               | 2.14  | 0.76  | 1.67  | 2.09  | 1.20  | 0.39  |
| Werte für die früher verwendete Methode                                |       |       |       |       |       |       |
| $\Delta m_\nu^2(a_{nex_{alt}}) (:=\Delta_{ko}) [\text{eV}^2]$          | 1.11  | 0.44  | 0.90  | 0.91  | 2.03  | 0.93  |
| $\Delta m_\nu^2(d, n_{alt}) (:=\Delta_{ds}) [\text{eV}^2]$             | 1.26  | 0.91  | 0.83  | 1.25  | 1.53  | 0.19  |
| $\sqrt{(\Delta_{ko})^2 + (\Delta_{ds})^2} [\text{eV}^2]$               | 1.68  | 1.01  | 1.22  | 1.55  | 2.54  | 0.95  |

letzten Zeile dieses Abschnittes angegeben.

Im nächsten Abschnitt der Tabelle (Werte für die früher verwendete Methode) sind nochmals die Beiträge nach der alten Methode angegeben, dabei steht  $\Delta m_\nu^2(a_{nex_{alt}})$  für die Differenz im Massenquadrat für, die sich durch  $(\varepsilon, a_{nex}) = (14.6 \text{ eV}, 5.9\%)$  der ausgelenkten Anpassung gegenüber der unausgelenkten Anpassung  $(\varepsilon, a_{nex}) = (16.1 \text{ eV}, 4.6\%)$  ergibt. Der zweite und dritte Beitrag aufgrund von Unsicherheiten in der Schichtdickenbestimmung und des totalen Wirkungsquerschnittes sind in der nächsten Zeile  $\Delta m_\nu^2(d, n_{alt})$  zusammengefasst. Dann wurden auch hier diese Beiträge quadratisch aufaddiert, man erhält (statistische Gewichte berücksichtigt)  $1.59 \text{ eV}^2$ . Die Einzelergebnisse sind in der letzten Zeile dieses Abschnittes aufgeführt.

Vergleicht man nun die erhaltenen Werte von  $1.58 \text{ eV}^2$  für die neue Methode und  $1.59 \text{ eV}^2$  für die alte Methode, so ist an der Zahl selbst kein Unterschied zu erkennen. Daraus ergibt sich, dass der Anteil der systematischen Unsicherheit am Gesamtfehler gleich geblieben ist. Auf diese Weise ist es gelungen  $a_{nex}$  aus den eigenen Daten zu bestimmen und dennoch die Genauigkeit beizubehalten; der Anteil der systematischen Unsicherheit bleibt gleich groß. Der Gewinn liegt also nicht in einer deutlichen Verkleinerung der systematischen Unsicherheiten, sondern in ihrer sichereren Begründung.



**Abbildung 8.5: Bestimmung von  $a_{nex}$ .** Dargestellt sind im oberen Teil des Bildes die Ergebnisse der Anpassung des Gesamtdatensatzes mit  $a_{nex}$  als zusätzlichem freien Parameter. Aufgetragen ist das Massenquadrat über der Amplitude der Nachbarschaftsanregung. Im unteren Teil ist der Zusammenhang zwischen  $n_{tot}$  und  $a_{nex}$  gezeigt, dabei entspricht jeder eingetragene Punkt einem Konturplot, analog zum hier gezeigten. Die blaue senkrechte Linie ist der Wert für  $n_{tot} = \sigma_{tot} \rho d$ , wie er sich aus den Energieverlustmessungen nach [Ase00] und einer mittleren Schichtdicke der beteiligten Tritiumfilme ergibt. Die gestrichelten Linien geben die zugehörige Unsicherheit an.

### 8.3 Simulationen für die systematischen Fehleranteile

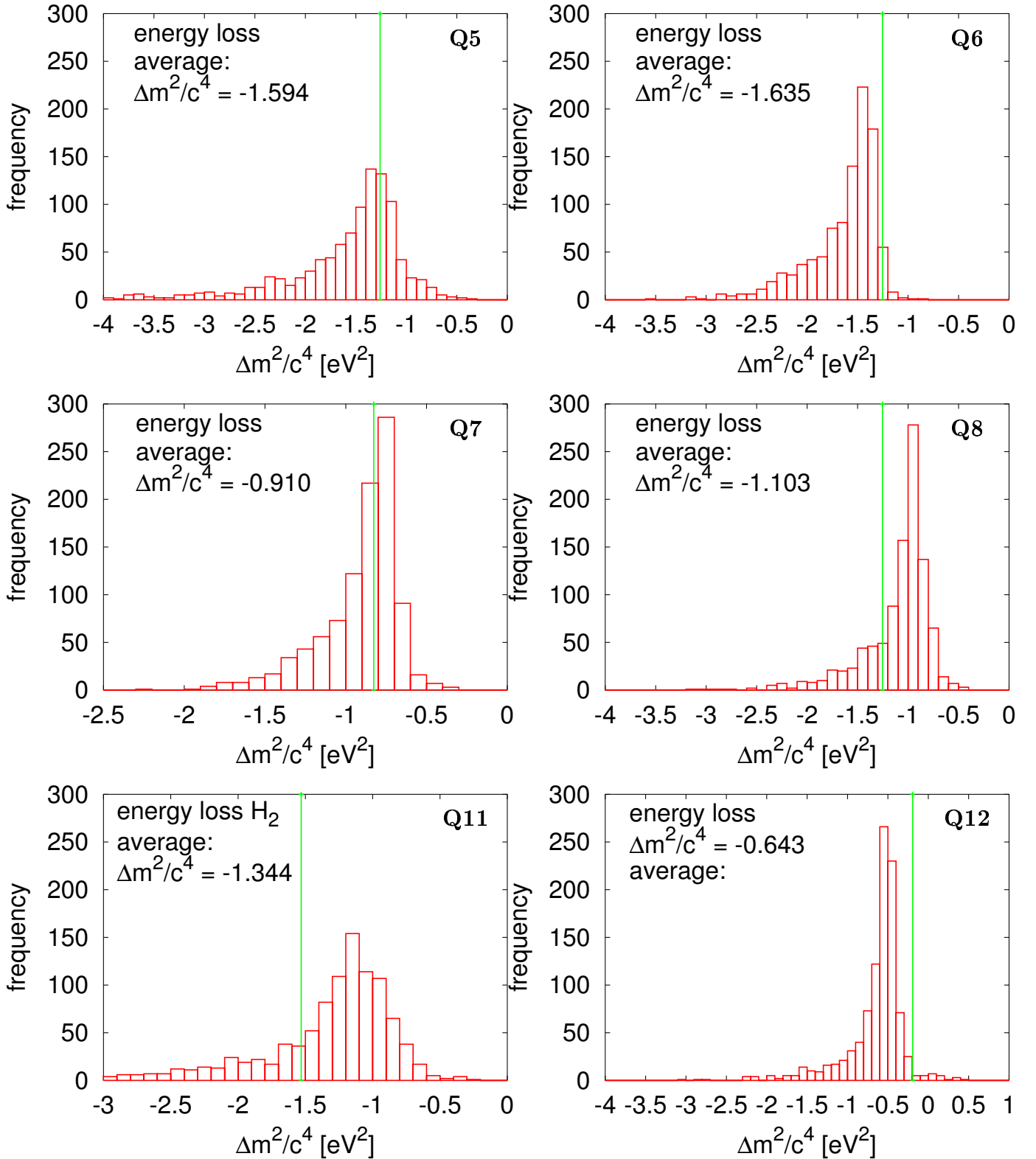
Die systematischen Fehleranteile weisen zum Teil erhebliche Schwankungen für die unterschiedlichen Messungen auf. Zur Überprüfung dieses Verhaltens wurden für die Bedingungen jeder einzelnen Messung (Schichtdicke, Öffnungswinkel) jeweils 1000 Datensätze für 2 500 000 s Messzeit (das entspricht ungefähr 30 Tagen) simuliert und anschließend angepasst. Die Anpassungen wurden nach dem Standardverfahren durchgeführt. D.h. für jeden einzelnen simulierten Datensatz wurden insgesamt sieben Anpassungen durchgeführt (Standard und sechs verschiedene Auslenkungen von systematischen Unsicherheiten, die im Einzelnen in Kapitel 4 beschrieben sind. Wie in Abschnitt 8.2.1 beschrieben werden dann die Differenzen für Parameter  $m_\nu^2$  zwischen ausgelenkter Anpassung und unausgelenkter Anpassung bestimmt. Die Verteilungen dieser Differenzen im Massenquadrat sind in den folgenden Histogrammen für jede Einzelmessung und für jeden Anteil am systematischen Fehler dargestellt. In jeder Verteilung ist zusätzlich der Vergleichswert des jeweiligen gemessenen Datensatzes als Linie eingetragen. Die Bilder sind nach den verschiedenen systematischen Unsicherheiten geordnet. In Abbildung 8.6 sind die Histogramme für den Energieverlust durch inelastische Streuung zu finden, in Abbildung 8.7 die für Energieverluste durch Veränderung der Schichtdicke mit der Zeit ( $H_2$ ), in Abbildung 8.8 die für Selbstaufladung des Quellfilms, in Abbildung 8.9 die für Nachbarschaftsanregung, in Abbildung 8.10 die für das Endzustandsspektrum und in Abbildung 8.11 die für die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors. In den meisten Fällen liegt der Wert für den gemessenen Datensatz sehr gut innerhalb des Hauptpeaks des Histogramms. Die Ausreißer sind statistisch verteilt.

Für die simulierten Fehleranteile ergibt sich unter der Annahme, dass jede Quelle zeitlich gleich stark beiträgt für den systematischen Gesamtfehler:

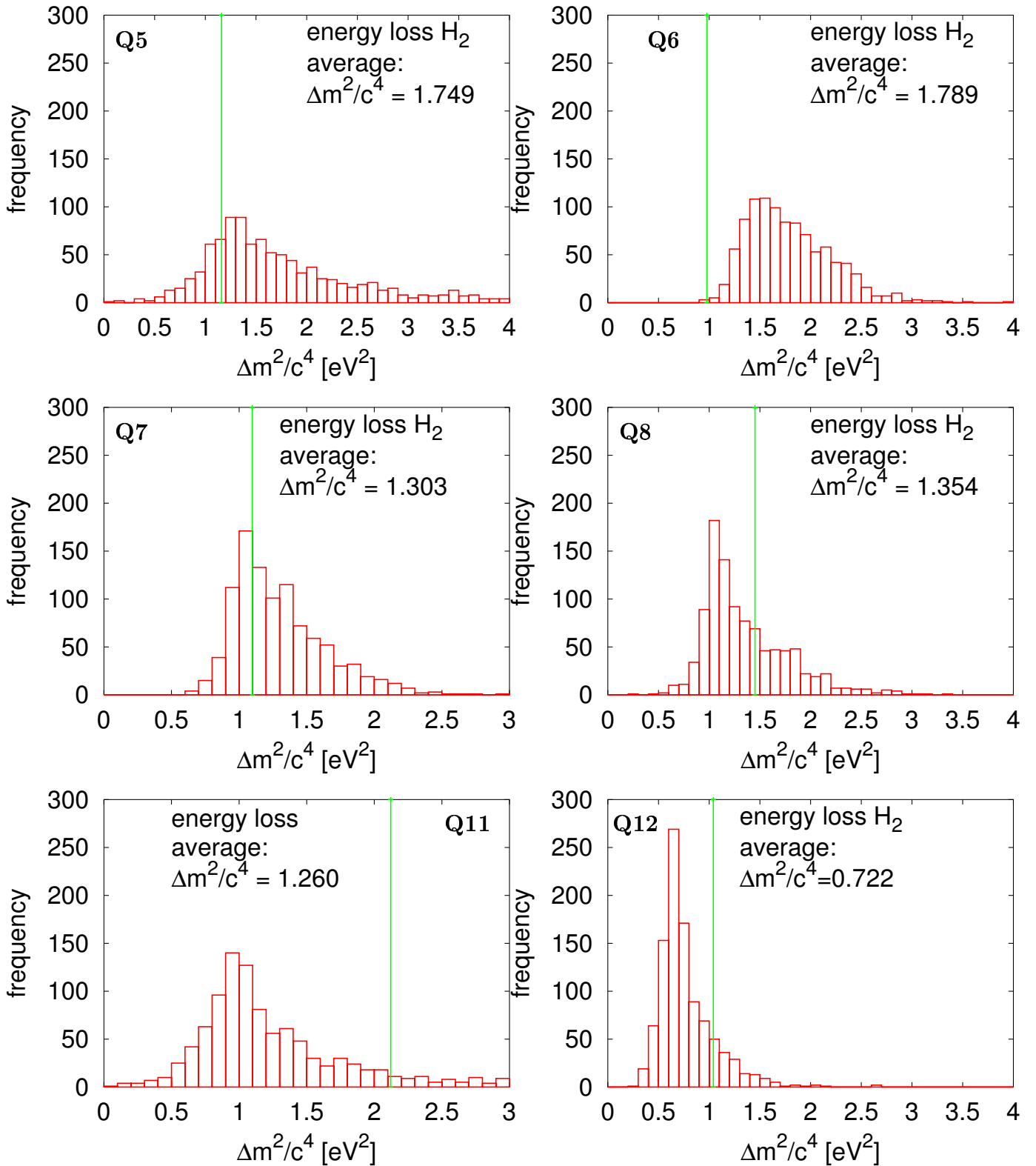
2.25 eV/c<sup>2</sup>. Dieser Wert stimmt sehr gut mit dem für die eigentlichen Daten, wobei diese zur besseren Vergleichbarkeit statistisch gleich gewichtet wurden <sup>9</sup> bei 2.18 eV/c<sup>2</sup> liegt, überein.

---

<sup>9</sup>Die Messungen tragen in der Realität statistisch (durch unterschiedliche Messzeiten) nicht alle gleich bei, im Wesentlichen sind die Q6 und die Q12 kürzer. Dieser Weg wurde nur zur besseren Vergleichbarkeit gewählt. Die Unterschiede sind gering, weil die systematischen Unsicherheiten im Allgemeinen nicht von der Statistik (also der Messzeit) abhängen. Eine Ausnahme bildet die Veränderung der Schichtdicke über den Messzeitraum.

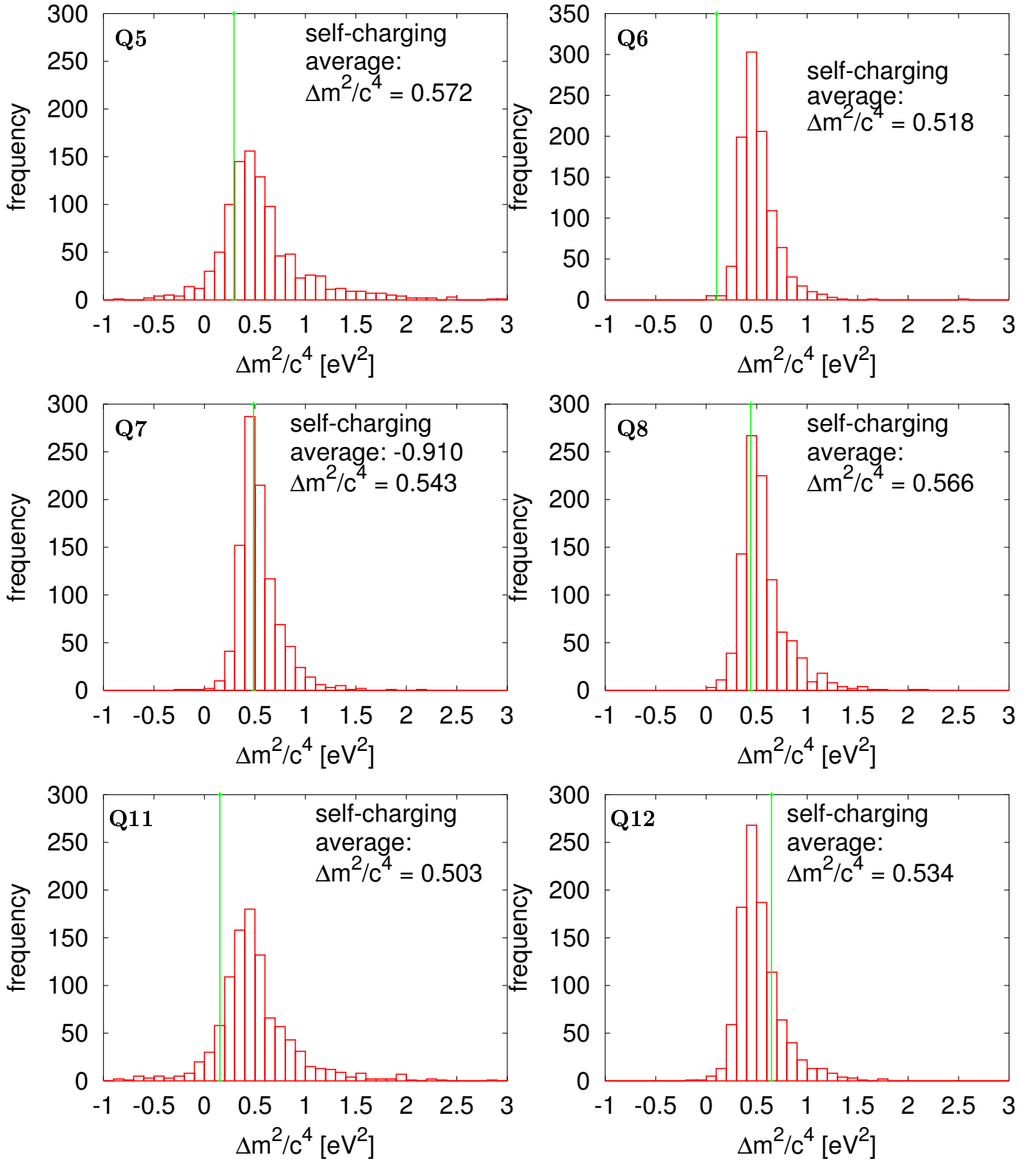


**Abbildung 8.6: Simulierte systematische Unsicherheiten für Auswertintervall ab 18500 eV.** Dargestellt sind die Histogramme der Verteilung für den Anteil systematischer Unsicherheit aus 1000 simulierten Datensätzen, der durch den Energieverlust durch inelastische Streuung (Unsicherheit aus Energieverlustmessungen für  $\sigma_{tot}$  zusammen mit der Unsicherheit aus der Bestimmung der Schichtdicke) zustande kommt. Die grüne Linie repräsentiert den Wert für die jeweilige tatsächliche Messung.

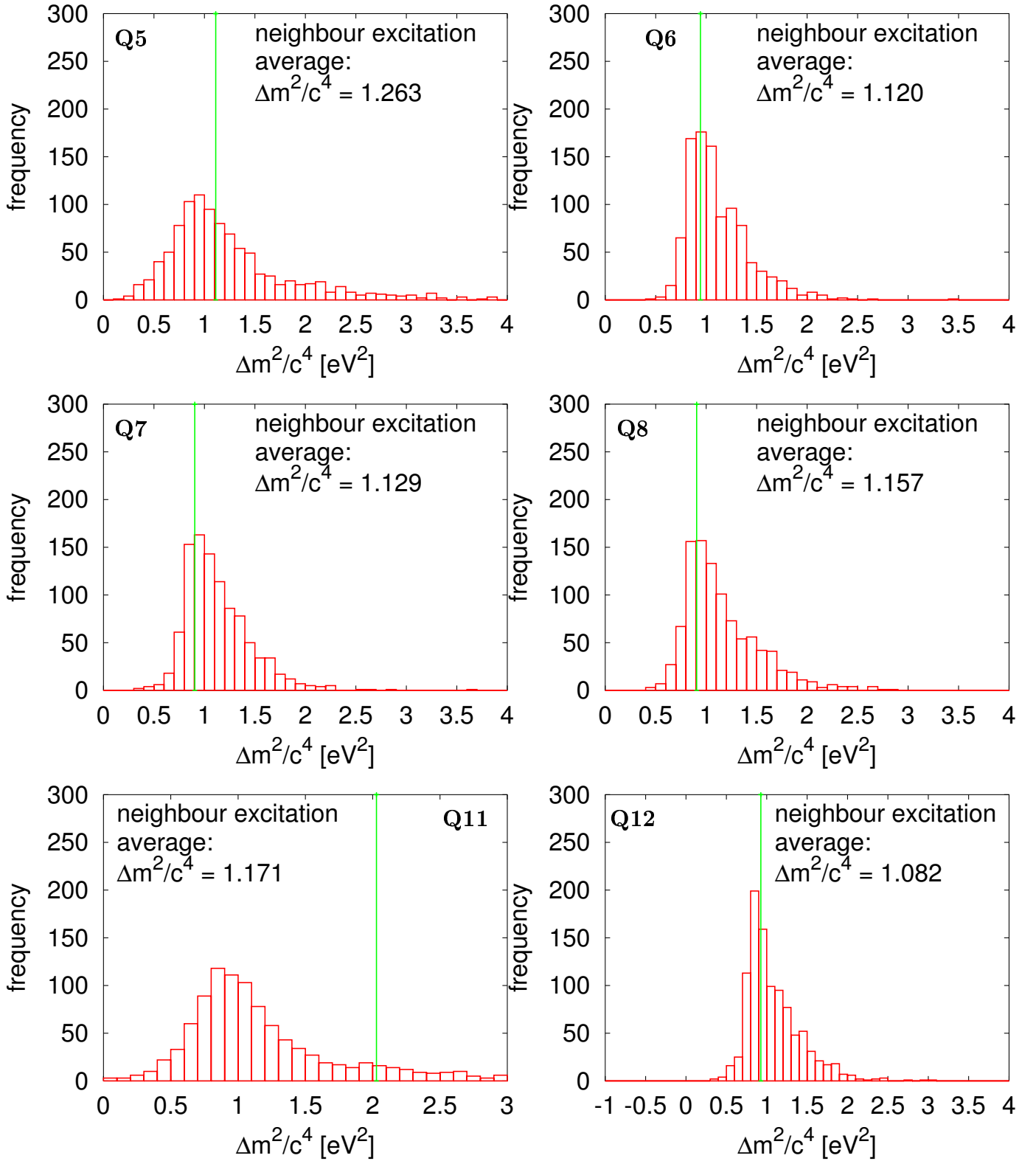


**Abbildung 8.7: Simulierte systematische Unsicherheiten für Auswertintervall ab 18500 eV.** Dargestellt sind die Histogramme der Verteilung für den Anteil systematischer Unsicherheit aus 1000 simulierten Datensätzen, der durch den Energieverlust durch Veränderung der Schichtdicke mit der Zeit zustande kommt. Die grüne Linie repräsentiert den Wert für die jeweilige tatsächliche Messung.

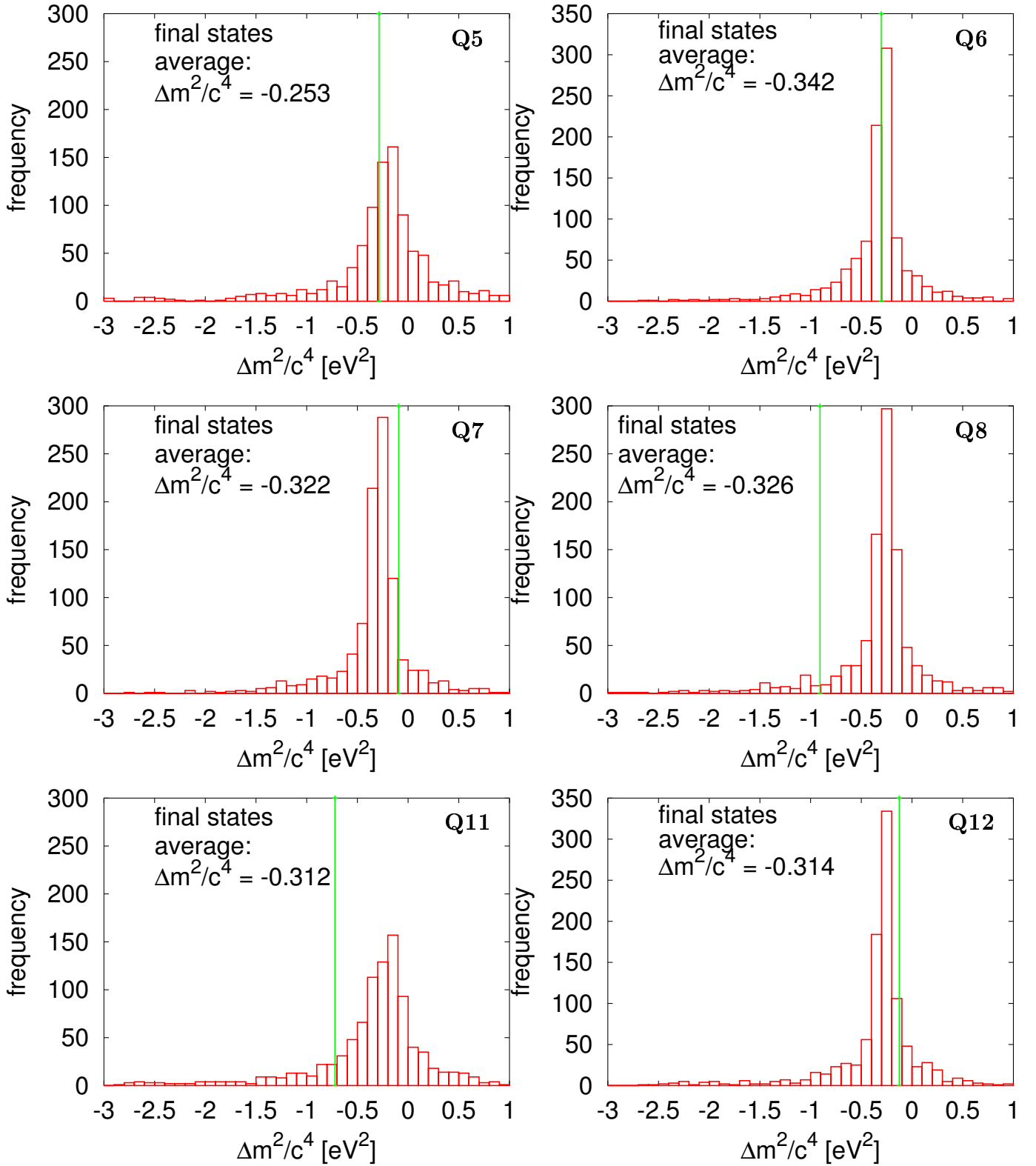




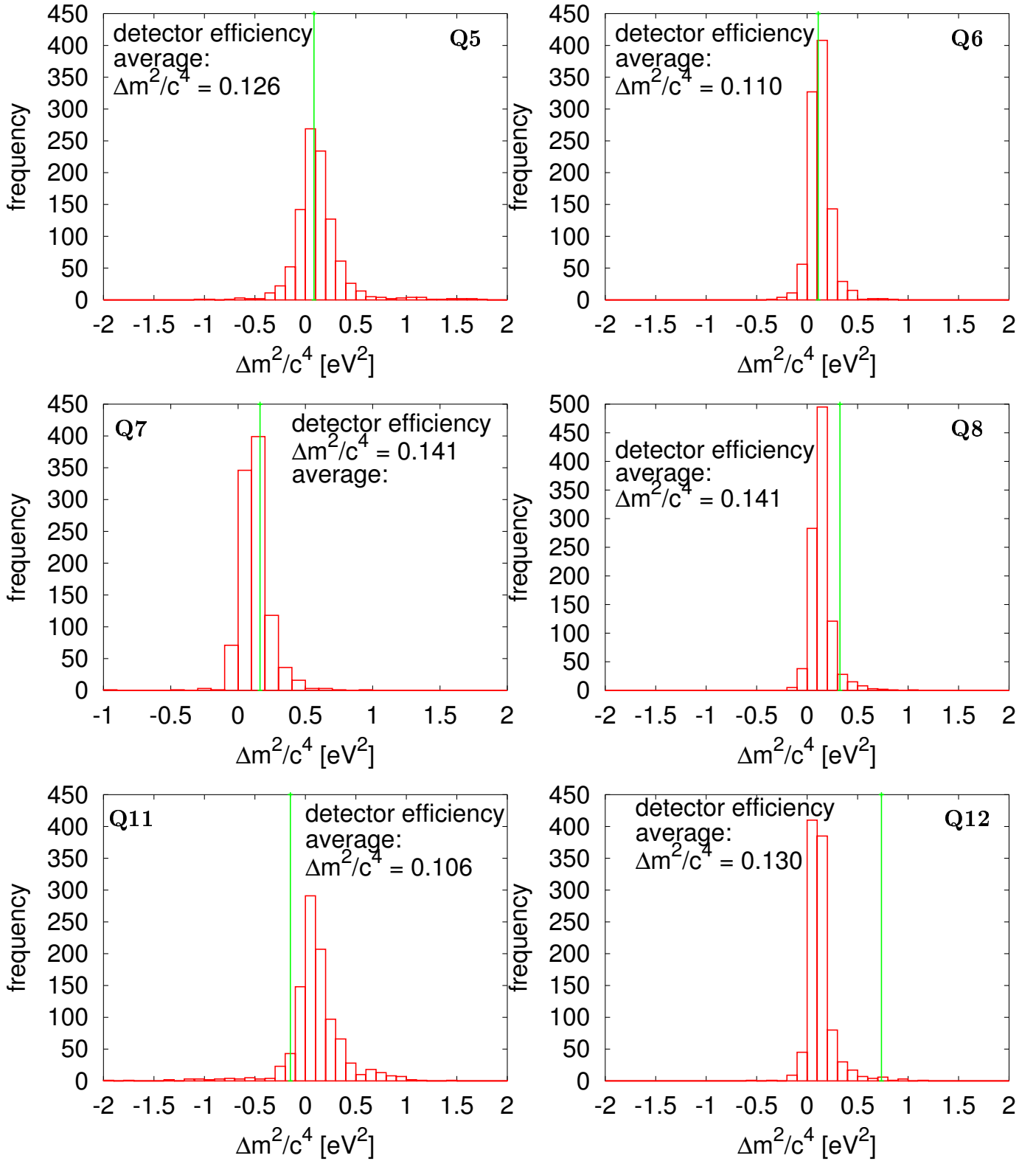
**Abbildung 8.8: Simulierte systematische Unsicherheiten für Auswertintervall ab 18500 eV.** Dargestellt sind die Histogramme der Verteilung für den Anteil systematischer Unsicherheit aus 1000 Datensätzen, der durch die Selbstaufladung des Tritiumfilms zustande kommt. Die grüne Linie repräsentiert den Wert für die jeweilige tatsächliche Messung.



**Abbildung 8.9: Simulierte systematische Unsicherheiten für Auswertintervall ab 18500 eV.** Dargestellt sind die Histogramme der Verteilung für den Anteil systematischer Unsicherheit aus 1000 simulierten Datensätzen, der durch die Nachbarschaftsanregung des Tritiumfilms zustande kommt. Die grüne Linie repräsentiert den Wert für die jeweilige tatsächliche Messung.



**Abbildung 8.10: Simulierte systematische Unsicherheiten für Auswertintervall ab 18500 eV.** Dargestellt sind die Histogramme der Verteilung für den Anteil systematischer Unsicherheit aus 1000 simulierten Datensätzen, der durch das Endzustandsspektrum der Tochtermoleküle zustande kommt. Die grüne Linie repräsentiert den Wert für die jeweilige tatsächliche Messung.



**Abbildung 8.11: Simulierte systematische Unsicherheiten für Auswertintervall ab 18500 eV.** Dargestellt sind die Histogramme der Verteilung für den Anteil systematischer Unsicherheit aus 1000 simulierten Datensätzen, der durch die Nachweiseffizienz des Detektors zustande kommt. Die grüne Linie repräsentiert den Wert für die jeweilige tatsächliche Messung.

## 8.4 Endergebnis des Mainzer Neutrinomassen-Experimentes

Betrachtet man nun die Resultate für die ungestörten Messungen (Q5, Q6, Q7, Q8, Q11 und Q12) für das gefundene optimale Auswertintervall ab 18500 eV (das entspricht den letzten 70 eV des Tritium- $\beta$ -Spektrums), so erhält man für die Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten nach dem Standardverfahren:

$$m_\nu^2 c^4 = -1.2 \pm 2.2_{stat} \pm 2.1_{sys} \text{ eV}^2 \quad \chi^2/d.o.f. = 208/195 \quad (8.3)$$

Mit der Methode des unified approach ergibt sich daraus eine Obergrenze von:

$$m_\nu c^2 \leq 2.2 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (8.4)$$

Mit den neu gewonnenen Erkenntnissen über die Behandlung der systematischen Unsicherheiten durch die selbstkonsistente Beschreibung der Amplitude der Nachbarschaftsanregung, die die Information aus Modellrechnungen nicht berücksichtigt, verändert sich das Ergebnis im Parameter Massenquadrat leicht:

**Tabelle 8.2: Einzelmessungen.**

|                         | Q5    | Q6    | Q7    | Q8    | Q11   | Q12   |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $m_\nu^2 [\text{eV}^2]$ | -3.19 | +0.42 | -2.28 | -0.91 | +2.79 | -0.29 |
| gewichtete Summe: -0.72 |       |       |       |       |       |       |

Man erhält daraus für die letzten 70 eV:

$$m_\nu^2 c^4 = -0.7 \pm 2.2_{stat} \pm 2.1_{sys} \text{ eV}^2 \quad \chi^2/d.o.f. = 208/194 \quad (8.5)$$

Mit der Methode des “unified approach” ergibt sich daraus eine Obergrenze von:

$$m_\nu c^2 \leq 2.3 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (8.6)$$

Der Anteil des systematischen Fehlers ist in der quadratischen Summe genauso groß wie mit der früher verwendeten Standardmethode. Allerdings ist die Zusammensetzung eine andere (siehe Abschnitt 8.2.2). In der vorherigen Auswertung wurde für  $a_{nex} = 4.6\% \pm 1.3\%$  verwendet, wohingegen jetzt mit  $a_{nex} = 5.0\% \pm 2.7\%$  ein größerer Wert eingeht. Man würde also naiv erwarten, dass sich der Anteil am systematischen Fehler vergrößert. Allerdings werden in der neuen Analyse die Anteile an den stark korrelierten Parametern  $n_{tot}$  und  $a_{nex}$  unterschiedlich

berücksichtigt. Während in der früheren Analyse drei Terme ( $\sigma_{tot}$ , Schichtdickenbestimmung (Säulendichte  $\rho d$ ) und  $a_{nex}$ ) berücksichtigt wurden, können diese in der in der jetzigen Analyse alle mit Hilfe des Parameters  $a_{nex}$  beschrieben werden. Es handelt sich um die erste gemeinsame Analyse aller nach den beschriebenen Auswahlkriterien zum Gesamtdatensatz zugelassenen Daten des Mainzer Neutrinomassen-Experimentes. Damit einher geht eine konsistente Behandlung aller systematischen Korrekturen. Alle eingehenden Größen sind vielfach berechnet und überprüft, gemessen oder aus den Daten selbst heraus durch Anpassung bestimmt. Daraus ergibt sich ein neues Ergebnis für  $m_\nu^2 c^4$ , dass noch näher an Null liegt und damit auch eine neue Obergrenze für die Neutrinomasse.

# Kapitel 9

## Diskussion und Ausblick

Im folgenden Kapitel werden alle im Laufe der Doktorarbeit gewonnenen Erkenntnisse zusammengefasst und abschließend bewertet. Im zweiten Teil erfolgt dann ein kurzer Ausblick auf das Nachfolgeexperiment KATRIN (KArlsruher TRitium Neutrino-Experiment).

### 9.1 Zusammenfassung der Ergebnisse

Während dieser Arbeit wurden vier Tritiummessungen durchgeführt, davon zwei im Jahr 2000 und zwei im Jahr 2001. Dabei gelang es insgesamt zweimal je eine Woche parallel zum Troitsker Experiment Daten zu nehmen (06.-13.12.2000 und 22.-28.12.2000).

Die Zusammenfassung der Ergebnisse lässt sich in drei Teile gliedern:

1. Die Messungen des Jahres 2000
2. Die Messungen des Jahres 2001
3. Gesamtanalyse aller auswertbaren Daten des Mainzer Experimentes

zu 1.)

Die Tritiummessungen des Jahres 2000 weisen eine ganze Reihe von Störungen aufgrund nicht idealer Messbedingungen auf. Die Messungen in Mainz starteten im September 2000; in Troitsk war der Startpunkt der dortigen Messungen wegen technischer Probleme unklar. Deshalb wurde die Datennahme in Mainz fortgesetzt, obwohl schon früh klar war, dass die Messbedingungen nicht ideal waren. Das letzte Ausheizen des Spektrometers war relativ lange her, was als Ursache

für erhöhten und erheblich schwankenden Untergrund angesehen werden kann. Die Daten weisen darüber hinaus erhebliche Unterschiede in der Scanrichtung auf, die sogar schon im Rohdatenspektrum erkennbar sind. Durch das Umstellen der Messpunktverteilung auf eine ungeordnete Reihenfolge, wurde der Aufbau von Hystereseeffekten vermieden und diese deutlich sichtbaren Unterschiede verschwanden. Für die zweite Messung wurden insgesamt mehr Messpunkte im Untergrundbereich genommen, was ebenfalls zu einer Verbesserung der Daten führte. Insgesamt bleiben aber trotz aller Bemühungen die Ergebnisse für den Parameter  $m_\nu^2$  mit etwa  $-10 \text{ eV}^2/c^4$  deutlich negativ. Aufgrund der erheblichen Störungen werden diese Messungen nicht in der Gesamtanalyse berücksichtigt. Für die beiden gemeinsam gemessenen Wochen mit dem Troitsker Experiment sind keine Unterschiede mehr im Hin- und Rücklauf zu erkennen. Beide Teilstücke wurden im Hinblick auf eine Troitsk-Anomalie untersucht. Die Variationen im  $\chi^2$  sind nicht signifikant; es ist somit kein Hinweis auf eine Troitsk-Anomalie zu finden. Für die gleichen Messzeiträume sind aber in den Troitsker Daten signifikante Hinweise ( $3\sigma$ ) zu finden. Deshalb und wegen des Fehlens der Anomalie in allen Mainzer Messungen - mit Ausnahme der Q4 vielleicht - ist klar, dass es sich dabei um einen apparativen Effekt handeln muss. Es ist jedoch noch nicht geklärt, wie und warum die Stufen in Troitsk beobachtet werden. Die Argumente für einen apparativen Effekt stützen auch noch die Teile der Messungen von 2000, die nicht parallel mit Troitsk stattfanden. Wie schon beschrieben weisen diese zwar deutliche Störungen auf; sie können aber in keinem Fall durch eine Troitsk-Anomalie beschrieben werden.

zu 2.)

Nach den Erfahrungen des vorangegangenen Jahres war es besonders wichtig die Messbedingungen zu optimieren. Es wurden alle Teile der Apparatur ausgetauscht, die altersbedingte Mängel aufweisen können. Die Ausheizprozeduren wurden sehr sorgfältig und ausführlich durchgeführt. Belohnt wurde dieses Vorgehen mit sehr stabilen Bedingungen für die folgenden zwei Monate Messzeit bei sehr niedriger Untergrundzählrate. Beide Messungen weisen keinerlei Störungen auf - insbesondere keine Troitsk-Anomalie. In der Analyse im Hinblick auf die Neutrinomasse erhält man für diese beiden Messungen:

$$m_\nu^2 c^4 = +0.2 \pm 4.2_{stat} \pm 2.0_{sys} \text{ eV}^2 \quad \chi^2/d.o.f. = 83/73$$

Daraus ergibt sich mit der Methode des “unified approach” [Fel98]:  
eine Obergrenze von:  $m_\nu < 3.0 \text{ eV}/c^2$

2001 wurde die Apparatur sehr sorgfältig auf die Messungen vorbereitet und so der Anschluss an die erfolgreichen Messungen von 1999 geknüpft. Die Stabilität - vor allem der Untergrundzählrate - war nochmal deutlich besser.



zu 3.)

Da die Tritiummessphasen des Mainzer Experimentes mit dem Ende des Jahres 2001 ebenfalls ihren Abschluss fanden, galt es nun einen Gesamtdatensatz nach Auswahlkriterien zusammenzustellen und diesen dann zu analysieren. Die Gesamtanalyse führt zum abschließenden Resultat für das Mainzer Neutrinomassenexperiment. Dazu werden nur Daten verwendet, die nach den beschriebenen Kriterien ungestört sind. Mit den Auswahlkriterien der Daten liegt dann auch die statistische Unsicherheit fest.

Allerdings erschließen sich daraus neue Möglichkeiten für die Behandlung der systematischen Unsicherheiten. Den größten Anteil bilden die Energieverluste innerhalb des Tritiumfilms, der als Quelle dient. Diese setzen sich aus verschiedenen Beiträgen zusammen. Eine Verringerung des gesamten systematischen Fehlers wäre also nur möglich, wenn man die Energieverluste besser kennen würde, was aber ohne erneute Messungen nicht möglich ist. Durch Einführung zusätzlicher freier Parameter in der Anpassung, lassen sich einige Anteile zusammenfassen und aus den Daten in selbstkonsistenter Weise bestimmen. Man erhält für die Amplitude der Nachbarschaftsanregung  $a_{nex}$  einen Wert von  $a_{nex} = 5.0\% \pm 1.6\%$  (stat)  $\pm 2.2\%$  (sys). Analysiert man den Gesamtdatensatz mit diesen Parametern, so ändert sich der Gesamtfehler nicht, aber der Wert für das Neutrinomassenquadrat rückt etwas näher an die Null und das Ergebnis lautet:

$$m_\nu^2 c^4 = -0.7 \pm 2.2_{stat} \pm 2.1_{sys} \text{ eV}^2 \quad \chi^2/d.o.f. = 208/195 \quad (9.1)$$

Mit der Methode des “unified approach” ergibt sich daraus eine Obergrenze von:

$$m_\nu c^2 \leq 2.3 \text{ eV} \quad (95\% \text{ C.L.}) \quad (9.2)$$

Der große Vorteil dieser Methode liegt darin, dass nun alle in die Analyse eingehenden Parameter entweder gemessen oder mit Hilfe der Daten angepasst wurden. Die Beschreibung braucht bis auf die Angaben für die elektronischen Endzustände, die von verschiedenen Gruppen berechnet und kontrolliert worden sind, keine berechneten Angaben mehr und ist auf diese Weise selbstkonsistent.

Setzt man für den mittleren Wert des Parameters  $m_\nu^2$  Null ein und führt die gleiche Analyse für die Neutrinomasse mittels “unified approach” durch, so erhält man als Limit  $2.4 \text{ eV}/c^2$ . Wir sprechen in diesem Zusammenhang von der Sensitivität des Experimentes. Man kann also sagen, dass das Sensitivitätslimit des Experimentes erreicht ist.

## 9.2 Ausblick

Die kosmologischen Beobachtungen sind mittlerweile so präzise geworden, dass es möglich ist, Grenzen für die Neutrinomasse abzuleiten. Im letzten Jahr gab es dazu drei wichtige Veröffentlichungen, die alle Daten von mehreren Experimenten analysieren. Als Grundlage dienen Experimente aus verschiedenen Bereichen. Die Gruppe des WMAP-Experimentes <sup>1</sup> [Ben03b] hat die Fluktuationen der kosmischen Hintergrundstrahlung (CMB) mit hoher Präzision und verbesserter Winkelauflösung vermessen. Das führt zu einer sehr viel genaueren Bestimmung der Multipolverteilung. Der zweite Bereich beschäftigt sich mit Untersuchungen der Verteilung von großen Strukturen (LSS = large scale structure) im Universum. Vergleicht man die Messungen der Experimente 2dF, (oder SDSS) mit Simulationen aus Supercomputern, kann man Rückschlüsse auf die eingehenden Parameter ziehen, z. B. die Neutrinomasse.

- [Spa03]: Die Analyse benutzt ein Modell, in dem die Neutrinomasse Null gesetzt wird. Deshalb kann daraus ein Limit abgeleitet werden. Es werden Daten von WMAP, ACBAR <sup>2</sup>, CBI <sup>3</sup>, 2dFGRS <sup>4</sup> und Ly $\alpha$  <sup>5</sup> verwendet, man erhält:  $\sum_i m_{\nu_i} < 0.7$  eV für drei leichte Neutrinosorten.
- [Han03]: Hier werden die gleichen Daten als Analysegrundlage benutzt, aber etwas konservativere Annahmen über die eingehenden Parameter gemacht, denn diese Angaben sind alle sehr modellabhängig. Man erhält als Ergebnis auf diese Weise:  $\sum_i m_{\nu_i} < 1 - 2$  eV für drei leichte Neutrinos.
- [All03]: Diese Analyse benutzt nun die Neutrinomasse ebenfalls als freien Parameter innerhalb des Modells und erhält deshalb auch einen bevorzugten Wert als Ergebnis. Es werden zum Teil andere Daten für die Analyse benutzt, nämlich  $f_{gas}$  [Fuk98a] und XLF (Röntgenclusterdaten) <sup>6</sup> statt den

---

<sup>1</sup>WMAP steht für Wilkinson Microwave Anisotropy Probe. Es handelt sich um ein Satellitenexperiment der NASA [Ben03a]. Schon das Vorgängerexperiment COBE (Cosmic Background Explorer) konnte erste Hinweise auf kleine Temperaturschwankungen feststellen [Smo92].

<sup>2</sup>ACBAR steht für Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver und dieses Teleskop am Südpol vermisst ebenfalls die Temperaturschwankungen im CMB [Kuo02, Gol02].

<sup>3</sup>CBI steht für Cosmic Background Imager. Dabei handelt es sich um ein Radioteleskop, das in den Chilenischen Anden steht und den CMB im Hinblick auf Temperaturschwankungen untersucht [Pea02, Rea03].

<sup>4</sup>Das 2dF Galaxy Redshift Survey hat die Rotverschiebungen in Abhängigkeit von Entfernungen für 220000 Galaxien bestimmt und kann in dieser Auftragung deutlich Strukturen in der Galaxienanordnung sehen [Per01, Ver02]. Das Nachfolgeexperiment SDSS (steht für Sloan Digital Sky Survey) will die Entfernungen für 1 000 000 Galaxien bestimmen [SDSS].

<sup>5</sup>Dabei werden aus kleinen Rotverschiebungen (Vermessung von Wasserstofflinien von Quasaren) die Werte für niedrige Multipole ermittelt [Cro02].

<sup>6</sup>Dabei handelt es sich um Daten, die von den Satellitenexperimenten ROSAT (steht für Roentgen Satellit [Ebe00, Boe02]) und Chandra [Eke98] (ebenfalls ein Röntgensatellit, der nach dem Nobelpreisträger Subramanyan Chandrasekhar benannt wurde) gesammelt wurden.

Daten für den “Ly $\alpha$ -forest”, um Werte für kleine Multipole zu erhalten. Als Ergebnis erhält man  $\sum_i m_{\nu_i} \approx 0.56^{+0.30}_{-0.26}$  eV.

Die angegebenen Zahlen liegen um eine halbe bis ganze Größenordnung unterhalb der vom Mainzer Experiment angegebenen Obergrenze, lassen aber wegen der Modellabhängigkeit keinen eindeutigen Schluss zu. Ein neues Experiment sollte also das Ziel haben in diesem Bereich sensitiv zu sein, damit könnte das Ergebnis neben der Bestimmung der Neutrinomasse zusätzlich als wichtiger Eingangsparameter für kosmologische Modelle dienen. Der große Vorteil eines Experimentes, das die Kinematik schwacher Zerfälle untersucht, um die Neutrinomasse zu bestimmen, liegt darin, dass es sich um eine modellunabhängige Messung handelt.

### 9.3 Das KATRIN-Experiment

Die Tritium- $\beta$ -Experimente in Troitsk und Mainz haben ihre Sensitivitätsgrenzen erreicht. Aus den Oszillationsexperimenten ist klar, dass die Differenzen der Neutrinomassenquadrate sehr klein sind. Damit ist die Massenskala zwar von oben und unten eingeschränkt, allerdings noch mit einer Unsicherheit von zwei Größenordnungen behaftet. Das KATRIN-Experiment [KATRIN] kann hier einen wichtigen Beitrag liefern. Denn es wird möglich sein, etwa den Bereich einer weiteren Größenordnung abzudecken. Die erreichbare Sensitivität für kein Signal liegt bei 0.2 eV/c<sup>2</sup>. Das Entdeckungspotential liegt bei 0.35 eV/c<sup>2</sup> (5 $\sigma$ ). Um diese eine Größenordnung in der Neutrinomasse (also zwei Größenordnungen im Messparameter Neutrinomassenquadrat) an Verbesserung zu erreichen, muss man zum einen die Auflösung des Spektrometers erhöhen (größere Analysierebene, größeres Magnetfeldverhältnis) und zum anderen die Zählrate insgesamt erhöhen.

Das Karlsruhe Tritium Neutrinoexperiment stellt die konsequente Weiterentwicklung der in Troitsk und Mainz bewährten Technik der MAC-E-Filter dar. Der Standort des Experimentes am Forschungszentrum Karlsruhe <sup>7</sup> ist in Europa der einzig mögliche Ort, an dem eine gasförmige Tritiumquelle dieser Größenordnung betrieben werden kann. Ziel ist es, die Neutrinomassenskala so weit wie möglich festzulegen. Um dieses Ziel zu erreichen, müssen sehr viele verschiedene Bereiche verbessert werden. Eine ausführliche Beschreibung befindet sich im “letter of intent” [KAT01]; allerdings haben sich seitdem einige wesentliche Parameter geändert und die aktuellen Zahlen sind auf der Homepage des Experimentes [KATRIN] zu finden.

- **Quelle:** Als Quelle für das KATRIN-Experiment ist eine fensterlose gasförmige Quelle (WGTS) geplant, die auf der Technik des Troitsk-Experimentes

---

<sup>7</sup>Genauer gesagt handelt es sich dabei um das Tritiumlabor (TLK) am Forschungszentrum.

beruht. Der Vorteil in der Verwendung einer Gasquelle liegt in den geringeren systematischen Unsicherheiten. Da es sich weltweit um das einzige Experiment dieser Art handelt soll im Idealfall noch ein zweiter Quelltyp zum Einsatz kommen. Dadurch ermöglicht man Messungen mit komplementären systematischen Unsicherheiten (vor allem Energieverluste). Es handelt sich dabei um eine Festkörperquelle (QCTS), die auf der im Mainzer Experiment eingesetzten Technik beruht. Im Vergleich dazu soll sie allerdings über eine deutlich größere Fläche verfügen, damit sie höhere Zählraten zur Verfügung stellen kann. Allerdings wird eine feste Quelle nur vergleichbare Ergebnisse liefern können, wenn der Aufladungseffekt verringert werden kann.

- **Prespektrometer:** Dieser Teil ist gegenüber dem bisherigen Mainzer Experiment eine Neuerung. Das Prespektrometer <sup>8</sup> ist ein kleines MAC-E-Filter, das im Wesentlichen die Aufgabe hat, den größten Teil der ankommenden niederenergetischen Elektronen herauszufiltern und somit nur noch einen kleinen Bereich mit Energien unterhalb des Endpunktes in das Hauptspektrometer, das zur Analyse dient, durchzulassen.
- **Hauptspektrometer:** Für das Hauptspektrometer, das Analysier-MAC-E-Filter gibt es zwei wesentliche Änderungen. Es ist sehr viel größer mit einem Durchmesser von 10 m und einer Länge von 22 m. Damit trägt es zu einer besseren Energieauflösung und zu einer deutlich höheren Luminosität bei. Um bei diesem Volumen ein extremes Ultrahochvakuum (UHV) zu ermöglichen, dient der Spektrometertank selbst als Elektrode und wird mit Hochspannung versorgt. Ein neuartiges Drahtelektrodensystem dient als Schirmelektrode, um Elektroden von der Spektrometerwand am Eindringen ins Spektrometer zu hindern (siehe [Mül02, Fla04]).
- **Detektor:** Die Frage nach der Art des Detektors ist noch nicht vollständig entschieden und hängt stark von den technischen Entwicklungen der nächsten Zeit ab. Für den Anfang ist ein Siliziumdetektor geplant - z.B. ein Array aus PIN-Dioden. Die Segmentierung des Detektors soll orts aufgelöste Messungen ermöglichen, um die Verbreiterungen aufgrund räumlicher Inhomogenitäten der Transmissionsfunktion zu kompensieren.
- **Systematische Unsicherheiten:** Einen Teil der systematischen Unsicherheiten kann man einfach dadurch vermeiden, dass man das interessierende Intervall unterhalb des Endpunktes so weit einschränkt, dass diese nicht mehr existent sind. Die inelastische Streuung setzt z.B. erst etwa 12 eV unterhalb des Endpunktes ein. Ansonsten ist es sehr wichtig die Transmissionsfunktion des Spektrometers sehr genau zu kennen, genauso wie die

---

<sup>8</sup>Das Prespektrometer mit seinen Magneten ist schon gebaut und befindet sich bereits am FZK in Karlsruhe, um mit Testmessungen zu beginnen.

Energieverluste innerhalb der Quelle. Ein weiterer wichtiger Punkt, um die systematischen Unsicherheiten zu minimieren besteht darin, die Experimentparameter während langer Messphasen zu überwachen und zu stabilisieren (Hochspannung, Kalibrationsmessungen, Quellparameter wie Tritiumreinheit, etc.).

- **Untergrund:** Die Einflüsse auf den Untergrund sind sehr vielfältig. Das elektromagnetische Design (Adiabasie, Fallenproblematik), die Oberflächenbeschaffenheit und die Vakuumbedingungen beeinflussen einzeln und aber vor allem in ihrem Zusammenspiel die Untergrundbedingungen in einem MAC-E-Filter.

Das KATRIN-Experiment wird von einer internationalen Kollaboration (gegründet im Juni 2001) geplant und durchgeführt mit folgenden Institutionen:

Universität Bonn, Fachhochschule Fulda, Universität Karlsruhe, Forschungszentrum Karlsruhe (FZK), Universität Mainz, ASTeC CCLRC Daresbury Laboratory, Joint Institute for Nuclear Research (JINR) Dubna, Nuclear Physics Institute Rez (Prague), Institute for Nuclear Research Troitsk, University of Wales Swansea, University of Washington Seattle. Die Datennahme soll 2008 starten.

## 9.4 Aktivitäten im Hinblick auf KATRIN

Ein wesentlicher Punkt, um die gesteckten Ziele zu erreichen, ist ein besseres Verständnis der Untergrundprozesse und der Wichtigkeit der unterschiedlichen Parameter, wie z.B. Adiabasie, Oberflächenbehandlung, etc.

Seit die letzte Tritiummessung im Dezember 2001 ihren Abschluss fand, dient das Mainzer Spektrometer als Test-Experiment im Hinblick auf KATRIN mit dem Hauptaugenmerk auf das Verständnis der Untergrundprozesse.

Alle Elektronen, die im Detektor mit der "richtigen" Energie nachgewiesen werden, haben das Retardierungspotential überwunden und werden dann entlang der Magnetfeldlinien auf den Detektor beschleunigt; sie bringen also keine Information über ihren Ursprungsort mehr mit. Für dedizierte Messungen ist es aber unumgänglich, Ursprungsort und Energie zu kennen<sup>9</sup>. Außerdem ist die typische Untergrundzählrate mit einigen mHz so gering, dass reine Untergrundmessungen relativ lange dauern, um die nötige Statistik für verlässliche Aussagen zu sammeln. Deshalb wurden in Mainz im letzten Jahr Methoden eingesetzt, die beides ermöglichen. Den Anfang bildete ein neues Elektrodensystem, das zusätzliche Möglichkeiten (Schirmgitterfunktion im Zentrum, Anlegen eines Dipolfeldes, andere Adiabasiebedingungen) bot. Das Design und der Umbau wurden im Rahmen

---

<sup>9</sup>Im Rahmen der Diplomarbeit von J.P. Schall [Sch01] wurden schon Experimente mit einer radioaktiven Quelle ( $^{22}\text{Na}$ ) auf der Tankoberfläche durchgeführt.

der Diplomarbeit von B. Müller [Mül02] durchgeführt. Im Sommer 2003 erfolgte ein weiterer Umbau, der wiederum das Elektrodensystem veränderte; dieser erfolgte im Rahmen der Diplomarbeit von S. Sanches [San03]. Um die Zählrate zu erhöhen und mit bekanntem Ursprungsort zu arbeiten kamen ebenfalls neue Methoden zum Einsatz. Zum einen handelt es sich dabei um eine Röntgenröhre (der Firma Heimann) mit der gezielt, lokal begrenzt (Kollimator) Elektronen aus der Oberfläche des Spektrometers produziert werden können. Damit kennt man den Ursprungsort. Die Zählrate ist so hoch, dass kurze Messungen von wenigen Minuten pro Einstellung ausreichen. Zum anderen wurde gezielt  $^{83\text{m}}\text{Kr}$  in den Spektrometertank eingelassen. Dort zerfallendes Krypton erzeugt Elektronen, deren Ursprungsort im Spektrometervolumen liegt. Die Ergebnisse dieser Methoden und der Untergrunduntersuchungen mit den veränderten Elektrodensystemen sind Thema der Doktorarbeit von Björn Flatt [Fla04]. Mit einigen der Myon-Veto-Zähler des KARMEN Experimentes wurden Messungen zur Koinzidenz zwischen Myonen und Untergrundereignissen am Mainzer Spektrometer durchgeführt. Die Ergebnisse sind Thema der Doktorarbeit von Frank Schwamm [Schw04]. Dabei handelte es sich um die erste Messung im Rahmen der KATRIN-Kollaboration, die in Zusammenarbeit mehrerer Gruppen durchgeführt wurde. Für das kommende Jahr sind in Mainz neben weiteren Untergrunduntersuchungen auch Testmessungen mit einer neuen Kalibrationsquelle aus Americium-Cobalt in Zusammenarbeit mit der Gruppe aus Prag geplant.

Die Erfahrungen, die während der Tritiummessungen der Jahre 2000 und 2001 gewonnen wurden, was das Untergrundverhalten (Stabilität) angeht, sind ebenfalls von Bedeutung für das KATRIN-Experiment. Die Ausheizprozeduren des Spektrometers in möglichst geringem Abstand zur Messung haben einen direkten Einfluss auf die Stabilität der Untergrundzählrate. Deshalb werden auch weiterhin in Mainz sowohl Simulationen <sup>10</sup> (zusammen mit Fulda und Bonn) als auch Experimente (teilweise gemeinsam mit anderen Kollaborationspartnern) durchgeführt.

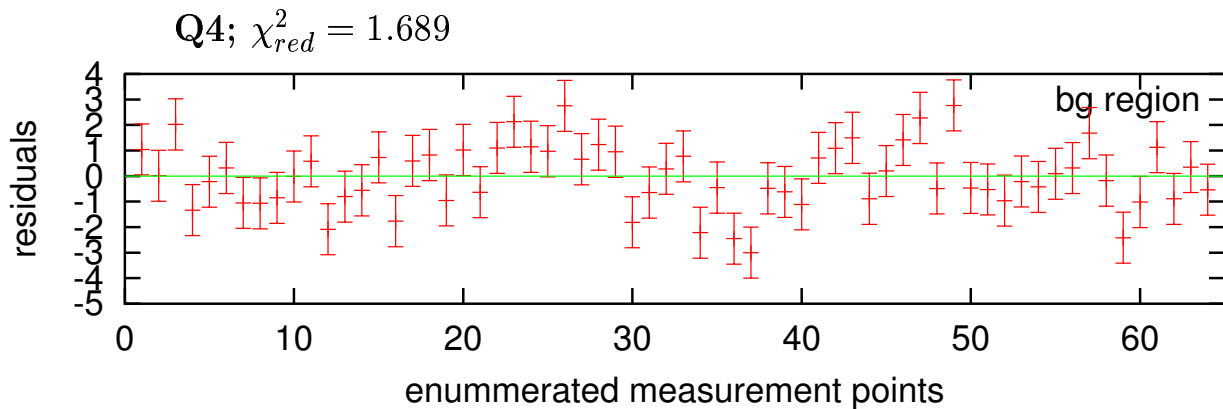
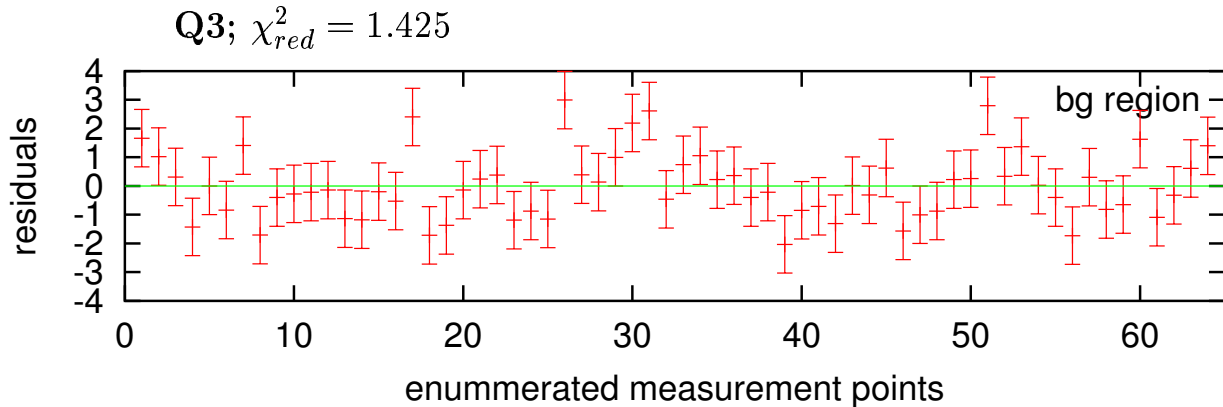
---

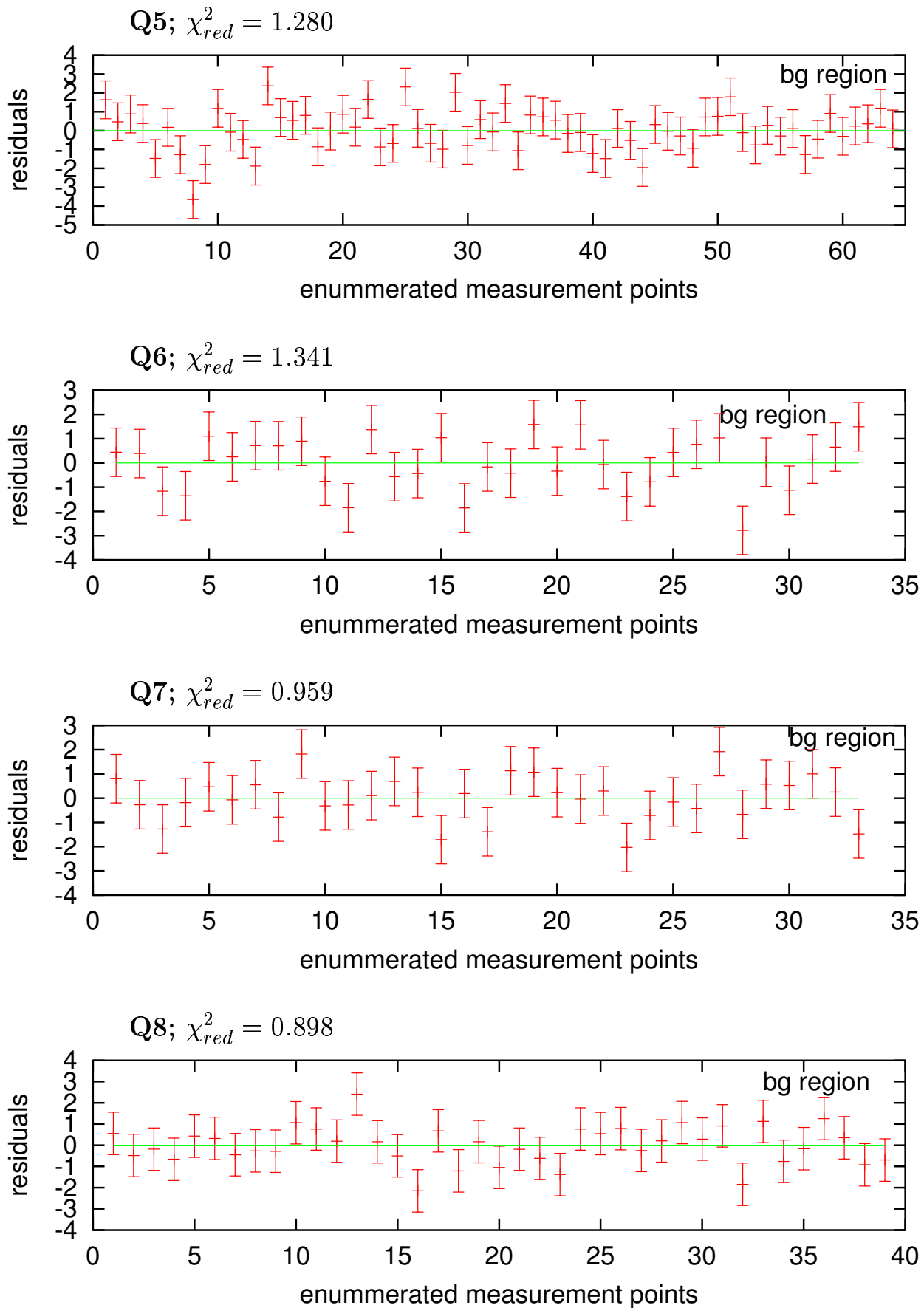
<sup>10</sup>Die rechnerischen Vorarbeiten beschäftigen sich mit dem Design von Teilen der neuen Apparatur sowie Simulationen der darin stattfindenden Ereignisse. Bisher sind in Mainz auf diesem Gebiet folgende Arbeiten entstanden: [Fic00], [Fla01], [Thü02] und [Fla04].

# Anhang A

## Residuen von Q3 - Q8

Die Residuen für die Messungen von 1998 (Q3,Q4,Q5) und 1999 (Q6,Q7,Q8) sind im Folgenden dargestellt. Sie sind nach Spannungen geordnet aufgetragen, d.h. der Punkt mit der Nummer eins liegt am weitesten im  $\beta$ -Spektrum. Alle Punkte wurden durchnummeriert, weil die Spannungsabstände unterschiedlich sind und das Auge verwirren könnten. Die Zuordnung zwischen Nummer und Spannungswert ist in Anhang B aufgeführt. Für die Anpassung mit vier freien Parametern wurde eine untere Grenze von 18370 eV gewählt.







## Anhang B

### Messpunktverteilung aller Tritiummessphasen seit 1998

**Tabelle B.1:** Messpunktverteilung für die Messphasen Q3-Q5, 18370 eV bis 18660 eV.

| Index | Energie [eV] | Index | Energie [eV] |
|-------|--------------|-------|--------------|
| 1     | 18660        | 33    | 18544        |
| 2     | 18645        | 34    | 18541        |
| 3     | 18630        | 35    | 18538        |
| 4     | 18615        | 36    | 18535        |
| 5     | 18600        | 37    | 18532        |
| 6     | 18590        | 38    | 18529        |
| 7     | 18580        | 39    | 18525        |
| 8     | 18577        | 40    | 18520        |
| 9     | 18574        | 41    | 18515        |
| 10    | 18572        | 42    | 18510        |
| 11    | 18571        | 43    | 18505        |
| 12    | 18570        | 44    | 18500        |
| 13    | 18569        | 45    | 18495        |
| 14    | 18568        | 46    | 18490        |
| 15    | 18567        | 47    | 18485        |
| 16    | 18566        | 48    | 18480        |
| 17    | 18565        | 49    | 18475        |
| 18    | 18564        | 50    | 18470        |
| 19    | 18563        | 51    | 18465        |
| 20    | 18562        | 52    | 18460        |
| 21    | 18561        | 53    | 18455        |
| 22    | 18560        | 54    | 18450        |
| 23    | 18559        | 55    | 18445        |
| 24    | 18558        | 56    | 18440        |
| 25    | 18557        | 57    | 18435        |
| 26    | 18556        | 58    | 18430        |
| 27    | 18555        | 59    | 18420        |
| 28    | 18554        | 60    | 18410        |
| 29    | 18553        | 61    | 18400        |
| 30    | 18552        | 62    | 18390        |
| 31    | 18550        | 63    | 18380        |
| 32    | 18547        | 64    | 18370        |

**Tabelle B.2:** Messpunktverteilung für die Messphasen **Q6** und **Q7**, **18370 eV** bis **18660 eV**.

| index | E [eV] | t [s] | index     | E [eV]       | t [s]     | index | E [eV] | t [s] |
|-------|--------|-------|-----------|--------------|-----------|-------|--------|-------|
| 1     | 18660  | 20    | 23        | 18547        | 20        | 45    | 18553  | 20    |
| 2     | 18630  | 20    | 24        | 18541        | 20        | 46    | 18555  | 20    |
| 3     | 18600  | 20    | 25        | 18535        | 20        | 47    | 18557  | 20    |
| 4     | 18580  | 20    | 26        | 18529        | 20        | 48    | 18558  | 20    |
| 5     | 18574  | 20    | 27        | 18515        | 20        | 49    | 18559  | 20    |
| 6     | 18571  | 20    | 28        | 18500        | 20        | 50    | 18560  | 20    |
| 7     | 18569  | 20    | 29        | 18485        | 20        | 51    | 18561  | 20    |
| 8     | 18568  | 20    | 30        | 18460        | 20        | 52    | 18562  | 20    |
| 9     | 18567  | 20    | 31        | 18430        | 20        | 53    | 18563  | 20    |
| 10    | 18566  | 20    | 32        | 18400        | 20        | 54    | 18564  | 20    |
| 11    | 18565  | 20    | <b>33</b> | <b>18370</b> | <b>40</b> | 55    | 18565  | 20    |
| 12    | 18564  | 20    | 34        | 18400        | 20        | 56    | 18566  | 20    |
| 13    | 18563  | 20    | 35        | 18430        | 20        | 57    | 18567  | 20    |
| 14    | 18562  | 20    | 36        | 18460        | 20        | 58    | 18568  | 20    |
| 15    | 18561  | 20    | 37        | 18485        | 20        | 59    | 18569  | 20    |
| 16    | 18560  | 20    | 38        | 18500        | 20        | 60    | 18571  | 20    |
| 17    | 18559  | 20    | 39        | 18515        | 20        | 61    | 18574  | 20    |
| 18    | 18558  | 20    | 40        | 18529        | 20        | 62    | 18580  | 20    |
| 19    | 18557  | 20    | 41        | 18535        | 20        | 63    | 18600  | 20    |
| 20    | 18555  | 20    | 42        | 18541        | 20        | 64    | 18630  | 20    |
| 21    | 18553  | 20    | 43        | 18547        | 20        | 65    | 18660  | 20    |
| 22    | 18550  | 20    | 44        | 18550        | 20        |       |        |       |

**Tabelle B.3: Messpunktverteilung für Messphase Q8-Q10, 18370 eV bis 18660 eV.** Der letzte Teil von Q10 wurde schon mit einer erhöhten Punktzahl im Untergrundbereich - also oberhalb des Endpunktes gemessen, wie in den beiden Messungen von 2001.

| index | E [eV] | t [s] | index     | E [eV]       | t [s]     | index | E [eV] | t [s] |
|-------|--------|-------|-----------|--------------|-----------|-------|--------|-------|
| 1     | 18660  | 20    | 27        | 18547        | 20        | 53    | 18551  | 20    |
| 2     | 18630  | 20    | 28        | 18541        | 20        | 54    | 18552  | 20    |
| 3     | 18600  | 20    | 29        | 18535        | 20        | 55    | 18553  | 20    |
| 4     | 18580  | 20    | 30        | 18529        | 20        | 56    | 18554  | 20    |
| 5     | 18574  | 20    | 31        | 18520        | 20        | 57    | 18555  | 20    |
| 6     | 18571  | 20    | 32        | 18515        | 20        | 58    | 18556  | 20    |
| 7     | 18569  | 20    | 33        | 18510        | 20        | 59    | 18557  | 20    |
| 8     | 18568  | 20    | 34        | 18500        | 20        | 60    | 18558  | 20    |
| 9     | 18567  | 20    | 35        | 18485        | 20        | 61    | 18559  | 20    |
| 10    | 18566  | 20    | 36        | 18460        | 20        | 62    | 18560  | 20    |
| 11    | 18565  | 20    | 37        | 18430        | 20        | 63    | 18561  | 20    |
| 12    | 18564  | 20    | 38        | 18400        | 20        | 64    | 18562  | 20    |
| 13    | 18563  | 20    | <b>39</b> | <b>18370</b> | <b>40</b> | 65    | 18563  | 20    |
| 14    | 18562  | 20    | 40        | 18400        | 20        | 66    | 18564  | 20    |
| 15    | 18561  | 20    | 41        | 18430        | 20        | 67    | 18565  | 20    |
| 16    | 18560  | 20    | 42        | 18460        | 20        | 68    | 18566  | 20    |
| 17    | 18559  | 20    | 43        | 18485        | 20        | 69    | 18567  | 20    |
| 18    | 18558  | 20    | 44        | 18500        | 20        | 70    | 18568  | 20    |
| 19    | 18557  | 20    | 45        | 18510        | 20        | 71    | 18569  | 20    |
| 20    | 18556  | 20    | 46        | 18515        | 20        | 72    | 18571  | 20    |
| 21    | 18555  | 20    | 47        | 18520        | 20        | 73    | 18574  | 20    |
| 22    | 18554  | 20    | 48        | 18529        | 20        | 74    | 18580  | 20    |
| 23    | 18553  | 20    | 49        | 18535        | 20        | 75    | 18600  | 20    |
| 24    | 18552  | 20    | 50        | 18541        | 20        | 76    | 18630  | 20    |
| 25    | 18551  | 20    | 51        | 18547        | 20        | 77    | 18660  | 20    |
| 26    | 18550  | 20    | 52        | 18550        | 20        |       |        |       |

**Tabelle B.4: Messpunktverteilung für Messphase Q10-Q12, 18370 eV bis 18660 eV.**

Der letzte Teil von Q10 wurde schon mit einer erhöhten Punktzahl im Untergrundbereich - also oberhalb des Endpunktes gemessen, wie in den beiden Messungen von 2001. Außerdem wurde für die letzten sechs Tage der Q12 pro Messpunkt 900 s lang gemessen, sodass pro Tag genau einmal alle Punkte in jeder Richtung durchlaufen wurden.

| index | E [eV] | t [s] | index | E [eV] | t [s] | index | E [eV] | t [s] |
|-------|--------|-------|-------|--------|-------|-------|--------|-------|
| 1     | 18660  | 20    | 31    | 18551  | 20    | 61    | 18552  | 20    |
| 2     | 18645  | 20    | 32    | 18550  | 20    | 62    | 18553  | 20    |
| 3     | 18630  | 20    | 33    | 18547  | 20    | 63    | 18554  | 20    |
| 4     | 18615  | 20    | 34    | 18541  | 20    | 64    | 18555  | 20    |
| 5     | 18600  | 20    | 35    | 18535  | 20    | 65    | 18556  | 20    |
| 6     | 18590  | 20    | 36    | 18529  | 20    | 66    | 18557  | 20    |
| 7     | 18580  | 20    | 37    | 18520  | 20    | 67    | 18558  | 20    |
| 8     | 18577  | 20    | 38    | 18515  | 20    | 68    | 18559  | 20    |
| 9     | 18574  | 20    | 39    | 18510  | 20    | 69    | 18560  | 20    |
| 10    | 18572  | 20    | 40    | 18500  | 20    | 70    | 18561  | 20    |
| 11    | 18571  | 20    | 41    | 18485  | 20    | 71    | 18562  | 20    |
| 12    | 18570  | 20    | 42    | 18460  | 20    | 72    | 18563  | 20    |
| 13    | 18569  | 20    | 43    | 18430  | 20    | 73    | 18564  | 20    |
| 14    | 18568  | 20    | 44    | 18400  | 20    | 74    | 18565  | 20    |
| 15    | 18567  | 20    | 45    | 18370  | 20    | 75    | 18566  | 20    |
| 16    | 18566  | 20    | 46    | 18370  | 20    | 76    | 18567  | 20    |
| 17    | 18565  | 20    | 47    | 18400  | 20    | 77    | 18568  | 20    |
| 18    | 18564  | 20    | 48    | 18430  | 20    | 78    | 18569  | 20    |
| 19    | 18563  | 20    | 49    | 18460  | 20    | 79    | 18570  | 20    |
| 20    | 18562  | 20    | 50    | 18485  | 20    | 80    | 18571  | 20    |
| 21    | 18561  | 20    | 51    | 18500  | 20    | 81    | 18572  | 20    |
| 22    | 18560  | 20    | 52    | 18510  | 20    | 82    | 18574  | 20    |
| 23    | 18559  | 20    | 53    | 18515  | 20    | 83    | 18577  | 20    |
| 24    | 18558  | 20    | 54    | 18520  | 20    | 84    | 18580  | 20    |
| 25    | 18557  | 20    | 55    | 18529  | 20    | 85    | 18590  | 20    |
| 26    | 18556  | 20    | 56    | 18535  | 20    | 86    | 18600  | 20    |
| 27    | 18555  | 20    | 57    | 18541  | 20    | 87    | 18615  | 20    |
| 28    | 18554  | 20    | 58    | 18547  | 20    | 88    | 18630  | 20    |
| 29    | 18553  | 20    | 59    | 18550  | 20    | 89    | 18645  | 20    |
| 30    | 18552  | 20    | 60    | 18551  | 20    | 90    | 18660  | 20    |

## Anhang C

# Anteile am systematischen Fehler für die Tritiummessphasen Q5-Q8, Q11, Q12

In den folgenden Tabellen werden als Überschriften für die verschiedenen systematischen Effekte Abkürzungen verwendet (aus Platzgründen), deshalb werden sie vorher erklärt:

- mno: steht für Parameter  $m_\nu^2$  für Standardanpassung
- dmenl1: steht für die Differenz im  $m_\nu^2$  zwischen Anpassung mit verändertem Energieverlust aufgrund von inelastischer Streuung und Standardanpassung
- dmenl2: steht für die Differenz im  $m_\nu^2$  zwischen Anpassung mit verändertem Energieverlust aufgrund von zeitlicher Veränderung der Schichtdicke und Standardanpassung
- dmchar: steht für die Differenz im  $m_\nu^2$  zwischen Anpassung mit Selbstaufladung des Tritiumfilms und Standardanpassung
- dmnext: steht für die Differenz im  $m_\nu^2$  zwischen Anpassung mit erhöhter Nachbarschaftsanregung im Tritiumfilm und Standardanpassung
- dmfst: steht für die Differenz im  $m_\nu^2$  zwischen Anpassung mit verändertem Endzustandsspektrum und Standardanpassung
- dmeff: steht für die Differenz im  $m_\nu^2$  zwischen Anpassung mit veränderter Nachweiseffizienz des Detektors und Standardanpassung
- sum: gibt die quadratische Summe aller Einzelbeiträge an

Tabelle C.1: Systematische Fehleranteile für Messung Q5.

| Systematische Fehleranteile Q5 |        |        |       |        |        |
|--------------------------------|--------|--------|-------|--------|--------|
| elow                           | mno    | dmenl1 | dme12 | dmchar | dmfst  |
| 18370                          | 3.675  | -5.473 | 5.190 | 0.826  | 1.778  |
| 18400                          | -0.692 | -4.071 | 4.606 | 0.607  | 2.203  |
| 18430                          | -4.197 | -3.160 | 3.386 | 0.476  | 0.704  |
| 18460                          | -2.125 | -2.538 | 3.659 | 0.549  | -0.281 |
| 18480                          | -2.967 | -1.859 | 2.209 | 0.394  | -0.767 |
| 18500                          | -3.459 | -1.260 | 1.160 | 0.293  | -0.988 |
| 18510                          | -6.734 | -0.699 | 1.294 | 0.802  | -0.559 |
| 18515                          | -5.026 | -1.145 | 0.840 | 0.484  | -0.904 |
| 18520                          | -2.426 | -1.053 | 1.554 | 1.052  | -0.739 |
|                                |        |        |       |        |        |
| elow                           | dmdiff | dmnext | dmeff | sum    |        |
| 18370                          | -0.590 | 1.366  | 1.433 | 8.041  |        |
| 18400                          | -1.202 | 1.718  | 1.105 | 6.869  |        |
| 18430                          | -0.178 | 1.151  | 0.522 | 4.876  |        |
| 18460                          | 0.532  | 1.261  | 0.469 | 4.693  |        |
| 18480                          | 0.801  | 1.390  | 0.058 | 3.319  |        |
| 18500                          | 0.702  | 1.112  | 0.085 | 2.289  |        |
| 18510                          | 0.481  | 1.188  | 0.021 | 2.128  |        |
| 18515                          | 0.429  | 0.858  | 0.085 | 1.952  |        |
| 18520                          | 0.262  | 1.356  | 0.738 | 2.749  |        |

Tabelle C.2: Systematische Fehleranteile für Messung Q6.

| Systematische Fehleranteile Q6 |        |        |       |        |        |
|--------------------------------|--------|--------|-------|--------|--------|
| elow                           | mno    | dmenl1 | dmel2 | dmchar | dmfst  |
| 18370                          | 0.653  | -4.841 | 4.806 | 0.065  | 0.385  |
| 18400                          | -0.247 | -4.099 | 3.740 | 0.567  | 0.506  |
| 18430                          | -2.351 | -3.566 | 2.434 | 0.351  | 0.255  |
| 18460                          | -2.749 | -2.792 | 1.788 | 0.416  | -0.559 |
| 18480                          | 0.456  | -1.645 | 2.136 | 0.076  | -0.462 |
| 18500                          | 0.383  | -0.908 | 0.277 | 0.104  | -0.391 |
| 18510                          | 4.105  | -3.064 | 3.926 | -0.098 | -3.202 |
| 18515                          | 4.102  | -3.061 | 3.925 | -0.093 | -3.200 |
| 18520                          | 0.103  | -0.207 | 0.115 | 0.582  | -9.276 |
|                                |        |        |       |        |        |
| elow                           | dmdiff | dmnext | dmeff | stand  |        |
| 18370                          | -0.246 | 1.539  | 1.391 | 7.140  |        |
| 18400                          | -0.166 | 1.034  | 0.804 | 5.751  |        |
| 18430                          | 0.036  | 1.227  | 0.358 | 4.524  |        |
| 18460                          | 0.776  | 0.921  | 0.395 | 3.533  |        |
| 18480                          | 0.124  | 0.481  | 0.115 | 2.781  |        |
| 18500                          | 0.087  | 0.443  | 0.110 | 1.129  |        |
| 18510                          | 0.033  | 3.789  | 2.015 | 7.312  |        |
| 18515                          | 0.035  | 3.798  | 0.206 | 7.035  |        |
| 18520                          | 0.004  | 0.257  | 0.112 | 9.302  |        |



**Tabelle C.3: Systematische Fehleranteile für Messung Q7.**

| Systematische Fehleranteile Q7 |        |        |       |        |        |
|--------------------------------|--------|--------|-------|--------|--------|
| elow                           | mno    | dmenl1 | dmel2 | dmchar | dmfst  |
| 18370                          | 0.410  | -2.911 | 4.349 | 0.516  | 1.049  |
| 18400                          | -0.999 | -2.39  | 3.830 | 0.442  | 0.743  |
| 18430                          | -2.211 | -1.839 | 2.689 | 0.468  | 0.242  |
| 18460                          | -1.900 | -1.470 | 2.225 | 0.465  | -0.276 |
| 18480                          | -1.797 | -0.883 | 1.419 | 0.564  | -0.587 |
| 18500                          | -2.438 | -0.827 | 1.097 | 0.486  | -0.552 |
| 18510                          | -2.117 | -0.228 | 0.875 | 0.577  | -0.437 |
| 18515                          | -2.116 | -0.230 | 0.875 | 0.580  | -0.439 |
| 18520                          | -3.011 | -0.590 | 0.315 | 0.425  | -0.373 |
|                                |        |        |       |        |        |
| elow                           | dmdiff | dmnext | dmeff | stand  |        |
| 18370                          | -0.824 | 1.329  | 1.426 | 5.706  |        |
| 18400                          | -0.350 | 1.355  | 0.721 | 4.846  |        |
| 18430                          | 0.041  | 1.135  | 0.528 | 3.529  |        |
| 18460                          | 0.330  | 1.106  | 0.334 | 2.956  |        |
| 18480                          | 0.438  | 1.038  | 0.213 | 2.139  |        |
| 18500                          | 0.460  | 0.904  | 0.163 | 1.809  |        |
| 18510                          | 0.221  | 0.898  | 0.165 | 1.475  |        |
| 18515                          | 0.221  | 0.896  | 0.163 | 1.475  |        |
| 18520                          | 0.080  | 0.429  | 0.086 | 0.979  |        |

Tabelle C.4: Systematische Fehleranteile für Messung Q8.

| Systematische Fehleranteile Q8 |        |        |       |        |        |
|--------------------------------|--------|--------|-------|--------|--------|
| elow                           | mno    | dmenl1 | dmel2 | dmchar | dmfst  |
| 18370                          | 0.399  | -3.556 | 4.519 | 0.642  | 0.980  |
| 18400                          | -0.397 | -3.197 | 3.451 | 0.436  | 0.447  |
| 18430                          | -0.689 | -2.657 | 2.902 | 0.524  | 0.587  |
| 18460                          | -1.186 | -2.305 | 2.173 | 0.319  | 0.079  |
| 18480                          | -0.182 | -1.807 | 1.936 | 0.371  | 0.041  |
| 18500                          | -0.907 | -1.254 | 1.452 | 0.442  | -0.196 |
| 18510                          | -2.014 | -0.663 | 1.489 | 0.912  | -0.108 |
| 18515                          | -0.943 | -0.909 | 0.571 | 0.506  | -0.348 |
| 18520                          | 0.006  | -0.143 | 0.938 | 0.987  | -0.014 |
|                                |        |        |       |        |        |
| elow                           | dmdiff | dmnext | dmeff | stand  |        |
| 18370                          | 0.149  | 1.483  | 1.421 | 6.217  |        |
| 18400                          | 0.249  | 1.335  | 0.905 | 5.012  |        |
| 18430                          | -0.101 | 1.456  | 0.585 | 4.309  |        |
| 18460                          | -0.546 | 1.034  | 0.373 | 3.369  |        |
| 18480                          | -0.963 | 1.148  | 0.012 | 2.911  |        |
| 18500                          | -0.711 | 0.906  | 0.325 | 2.200  |        |
| 18510                          | -0.541 | 1.365  | 0.126 | 2.319  |        |
| 18515                          | -0.518 | 0.749  | 0.315 | 1.480  |        |
| 18520                          | -0.097 | 1.082  | 0.094 | 1.747  |        |

Tabelle C.5: Systematische Fehleranteile für Messung Q11.

| Systematische Fehleranteile Q11 |        |        |        |        |        |
|---------------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| elow                            | mno    | dmenl1 | dmel2  | dmchar | dmfst  |
| 18370                           | +6.875 | -4.154 | 3.584  | 0.346  | 0.510  |
| 18400                           | +2.277 | -3.112 | 3.163  | 0.392  | 0.050  |
| 18430                           | +0.756 | -2.533 | 2.763  | 0.576  | 0.074  |
| 18460                           | -0.654 | -2.235 | 1.560  | 0.364  | -0.008 |
| 18480                           | +0.645 | -1.202 | 1.401  | 0.570  | -1.035 |
| 18500                           | +2.626 | -1.531 | 2.122  | -0.153 | -0.972 |
| 18510                           | +4.453 | -2.391 | 0.496  | 0.039  | -2.626 |
| 18515                           | +6.676 | -1.172 | -0.215 | -0.245 | -1.128 |
| 18520                           | +6.678 | -1.120 | -0.374 | -0.288 | -1.115 |
|                                 |        |        |        |        |        |
| elow                            | dmdiff | dmnext | dmeff  | stand  |        |
| 18370                           | -0.624 | 0.785  | 0.666  | 5.616  |        |
| 18400                           | -0.174 | 1.887  | 0.602  | 4.875  |        |
| 18430                           | 0.114  | 1.305  | 0.324  | 4.024  |        |
| 18460                           | 0.130  | 0.651  | 0.090  | 2.827  |        |
| 18480                           | 0.992  | 1.282  | 0.234  | 2.550  |        |
| 18500                           | 0.250  | 2.028  | -0.149 | 3.457  |        |
| 18510                           | 0.114  | 0.444  | 0.033  | 3.614  |        |
| 18515                           | 0.087  | -0.212 | -0.677 | 1.805  |        |
| 18520                           | 0.055  | -0.331 | -0.775 | 1.852  |        |

Tabelle C.6: Systematische Fehleranteile für Messung Q12.

| Systematische Fehleranteile Q12 |        |        |        |        |        |
|---------------------------------|--------|--------|--------|--------|--------|
| elow                            | mno    | dmenl1 | dme12  | dmchar | dmfst  |
| 18370                           | -1.490 | -1.849 | 3.845  | 0.410  | 0.702  |
| 18400                           | -2.114 | -1.554 | 3.232  | 0.579  | 0.580  |
| 18430                           | -3.539 | -1.302 | 2.624  | 0.473  | 0.113  |
| 18460                           | -1.821 | -1.178 | 1.907  | 0.376  | -0.344 |
| 18480                           | -1.075 | -0.753 | 1.221  | 0.663  | -0.498 |
| 18500                           | -1.007 | -0.193 | 1.041  | 0.647  | -0.474 |
| 18510                           | -1.345 | 1.628  | 0.435  | 0.058  | -0.785 |
| 18515                           | +0.161 | 0.445  | 2.089  | 1.134  | -0.182 |
| 18520                           | +3.372 | -1.844 | 0.392  | 0.467  | 0.219  |
|                                 |        |        |        |        |        |
| elow                            | dmdiff | dmnext | dmeff  | stand  |        |
| 18370                           | -0.545 | 1.192  | 1.080  | 4.631  |        |
| 18400                           | -0.140 | 1.065  | 0.761  | 3.905  |        |
| 18430                           | 0.160  | 1.082  | 0.506  | 3.200  |        |
| 18460                           | 0.539  | 0.861  | 0.312  | 2.475  |        |
| 18480                           | 0.396  | 0.979  | 0.067  | 1.925  |        |
| 18500                           | 0.348  | 0.927  | 0.736  | 1.779  |        |
| 18510                           | 0.493  | 0.311  | -0.030 | 1.886  |        |
| 18515                           | 0.056  | 1.830  | 0.015  | 3.038  |        |
| 18520                           | 0.037  | 0.468  | 0.036  | 2.010  |        |

# Anhang D

## Messwerte Schichtdickenbestimmung

Tabelle D.1: Vergleich der Werte für  $T_2$  vorher mit und ohne Haube.

| Quelle  | mit Haube |       | ohne Haube |       | (ohne - mit) Haube |      |
|---------|-----------|-------|------------|-------|--------------------|------|
|         | P         | A     | P          | A     | P                  | A    |
| Q3      |           |       |            |       |                    |      |
| Q4      |           |       |            |       |                    |      |
| Q5      |           |       |            |       |                    |      |
| Q6      | 196.54    | 13.97 | 197.36     | 14.04 | 0.82               | 0.07 |
| Q7      | 196.64    | 13.92 | 196.95     | 14.06 | 0.31               | 0.14 |
| Q8      | 197.01    | 14.23 | 197.37     | 14.31 | 0.36               | 0.08 |
| Q9      | 196.78    | 14.48 | 196.49     | 14.68 | -0.29              | 0.20 |
| Q10     | 196.83    | 14.48 | 197.36     | 14.64 | 0.53               | 0.16 |
| Q11     | 197.64    | 14.26 | 197.96     | 14.49 | 0.32               | 0.23 |
| Q12     | 197.64    | 14.18 | 198.00     | 14.44 | 0.36               | 0.26 |
| average |           |       |            |       | 0.43               | 0.16 |

- Die Werte ohne Haube liegen grundsätzlich höher (mit Ausnahme des Polarisationswertes für Messung Q9).
- Es sollte darauf geachtet werden, dass die Werte unter gleichen Bedingungen genommen werden, um Ungenauigkeiten in der Bestimmung der Schichtdicke zu vermeiden.

**Tabelle D.2: Startwerte für die Schichtdickenbestimmung.**

| Quelle | mit Haube |       | ohne Haube |       | (ohne - mit) Haube |      |
|--------|-----------|-------|------------|-------|--------------------|------|
|        | P         | A     | P          | A     | P                  | A    |
| Q3     | 191.44    | 16.96 | 191.63     | 17.20 | 0.19               | 0.24 |
| Q4     | 190.69    | 16.51 | -          | -     |                    |      |
| Q5     | 190.37    | 16.29 | -          | -     |                    |      |
| Q6     | 188.99    | 16.48 | -          | -     |                    |      |
| Q7     | 189.07    | 16.44 | -          | -     |                    |      |
| Q8     | 188.99    | 17.05 | -          | -     |                    |      |
| Q9     | 188.77    | 17.38 | -          | -     |                    |      |
| Q10    | 188.65    | 17.45 | -          | -     |                    |      |
| Q11    | 189.11    | 17.47 | -          | -     |                    |      |
| Q12    | 189.05    | 17.41 | -          | -     |                    |      |

Die Startwerte für Polarisator und Analysator, d.h. vor dem Auffrieren von Tritium sind nur in einem Fall mit und ohne Haube bestimmt worden. Aber auch hier liegen beide Werte mit Haube höher. Für die Messung Q9 liegen die Endwerte

**Tabelle D.3: Endwerte für die Schichtdickenbestimmung.**

| Quelle | mit Haube                                                       |       | ohne Haube |       | (ohne - mit) Haube |      |
|--------|-----------------------------------------------------------------|-------|------------|-------|--------------------|------|
|        | P                                                               | A     | P          | A     | P                  | A    |
| Q3     |                                                                 |       |            |       |                    |      |
| Q4     | -                                                               | -     | 190.84     | 16.61 |                    |      |
| Q5     | -                                                               | -     | 190.40     | 16.43 |                    |      |
| Q6     | Quelle unkontrolliert abgedampft                                |       |            |       |                    |      |
| Q7     | -                                                               | -     | 190.10     | 16.61 |                    |      |
| Q8     | 189.31                                                          | 16.94 | 189.60     | 17.09 | 0.29               | 0.15 |
| Q9     | 190.78                                                          | 16.69 | 191.02     | 16.93 | 0.24               | 0.24 |
| Q10    | 188.55                                                          | 17.41 | -          | -     |                    |      |
| Q11    | -                                                               | -     | 189.46     | 17.64 |                    |      |
| Q12    | Keine Ellipsometiemessung aufgrund von defektem Photomultiplier |       |            |       |                    |      |

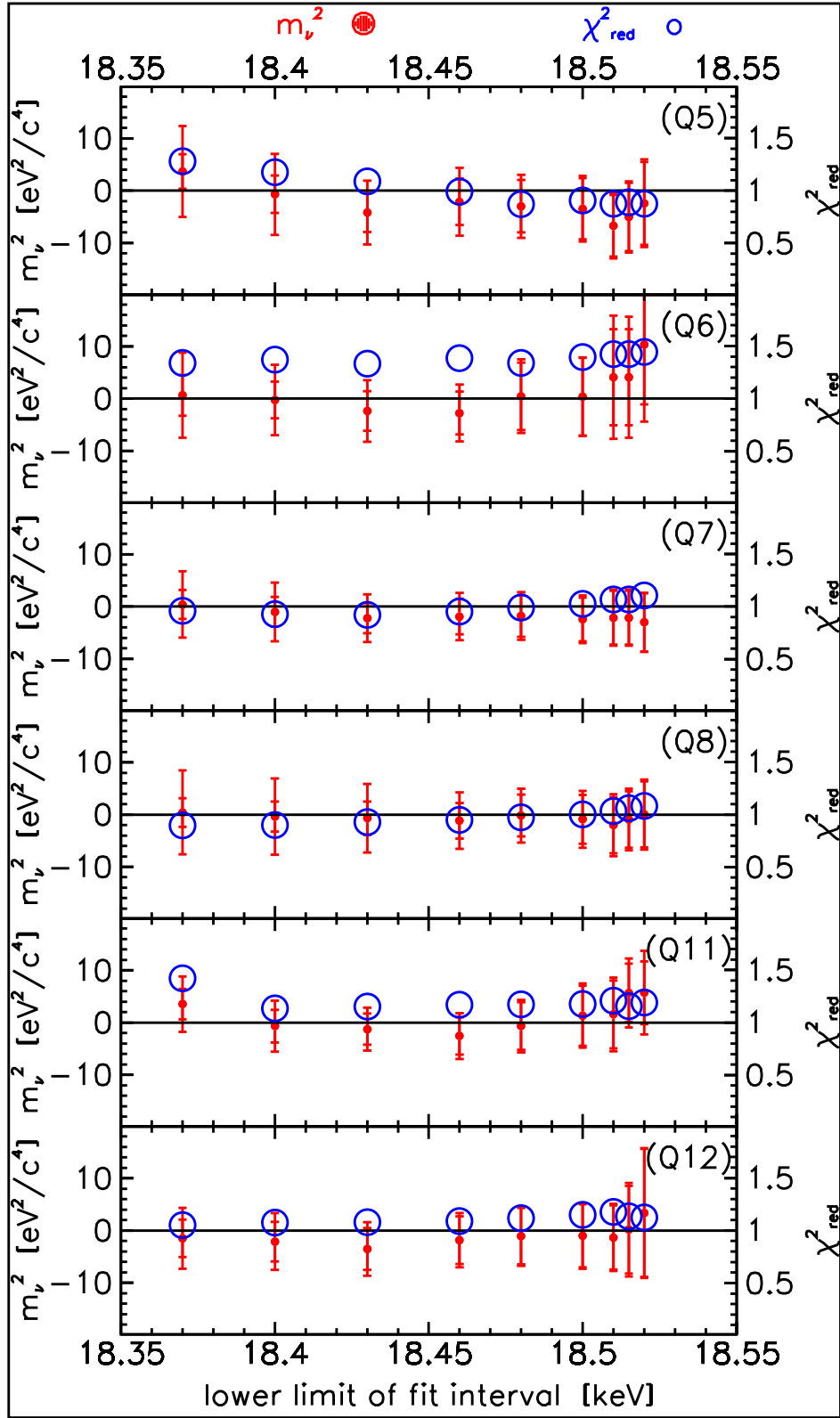
deutlich höher als die Startwerte. Beim Entfernen der Quelle wurde nur auf 20 K geheizt; das reichte nicht aus, um das Tritium vollständig zu entfernen. Dazu ist eine Temperatur von 50 K nötig.

Welche Messwerte vergleichbar sind und für die Auswertung letztendlich benötigt werden stellte sich im Laufe der Zeit heraus.

## Anhang E

# Stabilitätskriterium für die Einzelmessungen des Gesamtdatensatzes

Als Überblick sind hier nochmal die Ergebnisse der Einzelmessungen in Abhängigkeit vom Auswertintervall als Überblick dargestellt. Für die Messungen Q5-Q8, Q11, Q12 ist auf der linken Achse der Parameter Massenquadrat  $m_\nu^2$  (ausgefüllte Kreise) ein Abhängigkeit von der unteren Grenze des Auswertintervalles aufgetragen. Die obere Grenze lag stets bei 18.66 keV. Die inneren Fehlerbalken beschreiben den statistischen Fehler und die äußeren Balken geben den Gesamtfehler an. Die zugehörigen Werte für das reduzierte Chiquadrat  $\chi_{red}^2$  sind auf der rechten Achse dargestellt (offene Kreise). Der Erwartung entsprechend liegen die Werte für  $m_\nu^2$  im physikalisch erlaubten Bereich und sind innerhalb der Fehlerbalken miteinander verträglich. Die Werte für  $\chi_{red}^2$  liegen nahe bei eins.

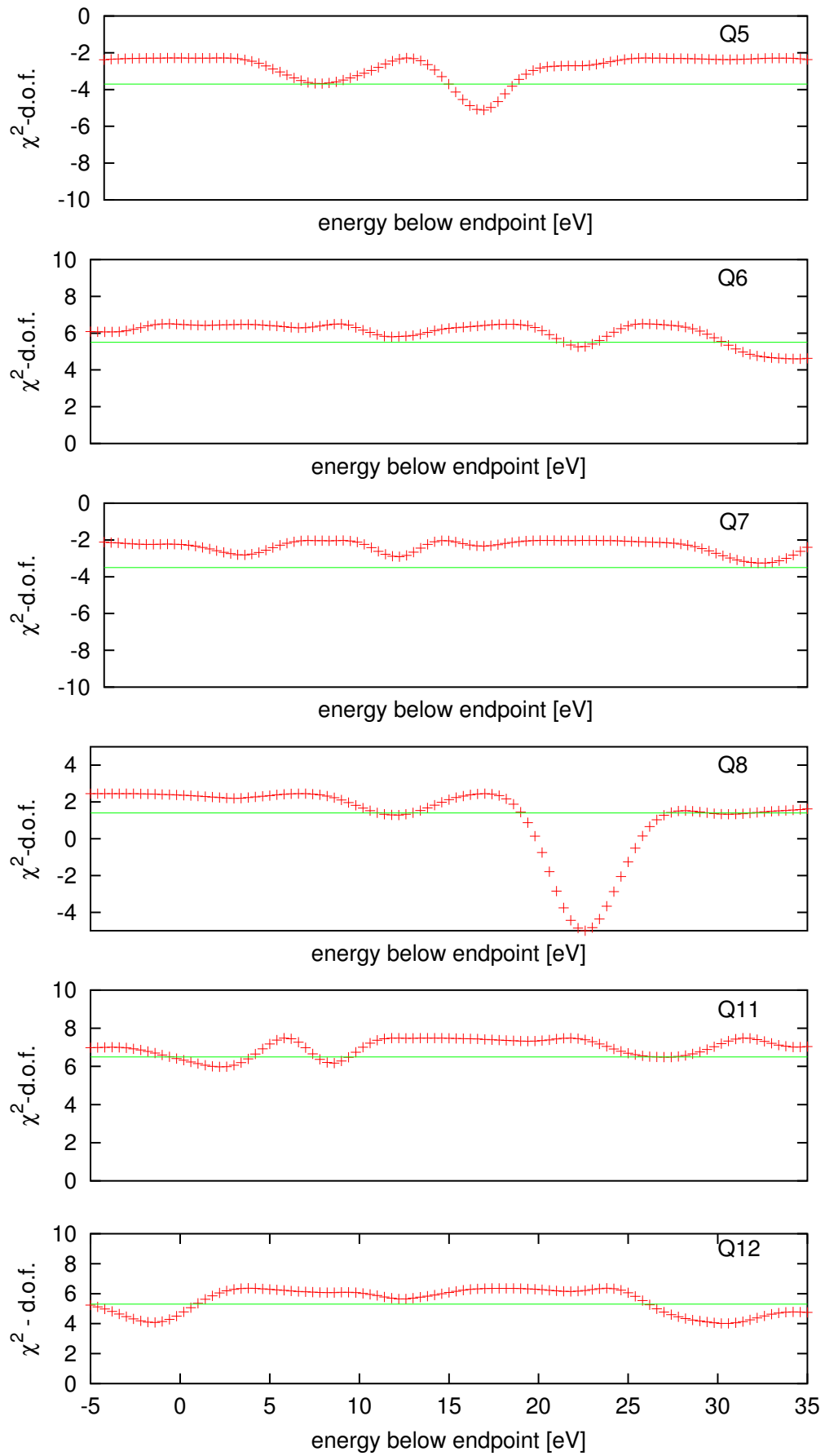




## Anhang F

### Stufensuche für alle Einzelmessungen des Gesamtdatensatzes

Nach den in Abschnitt 5.2.2 beschriebenen Kriterien für das Vorhandensein ein Troitsk-Anomalie, erhält man für die Mainzer Daten nur in einem Fall eine positive Antwort - nämlich beim Tritiumfilm Q4. Alle späteren Messungen weisen keine Troitsk-Anomalie mehr auf. Die Ergebnisse dieser um zwei Parameter ergänzten Anpassungen für die späteren Messungen sind in Abbildung F dargestellt. Für die Messung Q8 ist dabei das größte Signal zu erkennen, die zugehörige Amplitude ist aber negativ, es handelt sich hier also nicht um eine Zählratenerhöhung.



# Anhang G

## Liste der erwähnten Nobelpreise

### Nobelpreise in Physik erhielten:

- **1903** Antoine Henri Becquerel (1/2)  
für: “in recognition of the extraordinary services he has rendered by his discovery of spontaneous radioactivity”
- **1903** Pierre und Marie Curie (je 1/4)  
für: “in recognition of the extraordinary services they have rendered by their joint researches on the radiation phenomena discovered by Professor Henri Becquerel”
- **1935** James Chadwick  
für: “for the discovery of the neutron”
- **1968** Luis Walter Alvarez  
für: “for his decisive contributions to elementary particle physics, in particular the discovery of a large number of resonance states, made possible through his development of the technique of using hydrogen bubble chamber and data analysis”
- **1978** Arno A. Penzias, Robert W. Wilson (je 1/4)  
für: “for their discovery of cosmic microwave background radiation”
- **1979** Sheldon Lee Glashow, Abdus Salam, Steven Weinberg (je 1/3)  
für: “for their contributions to the theory of the unified weak and electromagnetic interaction between elementary particles, including, inter alia, the prediction of the weak neutral current”
- **1983** Subramanyan Chandrasekhar (1/2)  
für: “for his theoretical studies of the physics processes of importance to the structure and evolution of stars”

- **1984** Carlo Rubbia und Simon van der Meer (je 1/2)  
für: for their decisive contributions to the large project, which led to the discovery of the field particles W and Z, communicators of weak interaction”
- **1988** Leon M. Ledermann, Melvin Schwartz, Jack Steinberger (je 1/3)  
für: “for the neutrino beam method and the demonstration of the doublet structure of the leptons through the discovery of the muon neutrino”
- **1995** Martin L. Perl (1/2)  
für: “for pioneering experimental contributions to lepton physics - for the discovery of the tau lepton”
- **1995** Frederick Reines (1/2)  
für: “for pioneering experimental contributions to lepton physics - for the detection of the neutrino”
- **2002** Raymond Davis Jr. und Masatoshi Koshiba (je 1/4)  
für: “for pioneering contributions to astrophysics, in particular for the detection of cosmic neutrinos”

# Anhang H

## Mit Neutrinos verbundene Zahlen

In diesem Abschnitt sollen einige mit Neutrinos verbundene Zahlen genannt werden.

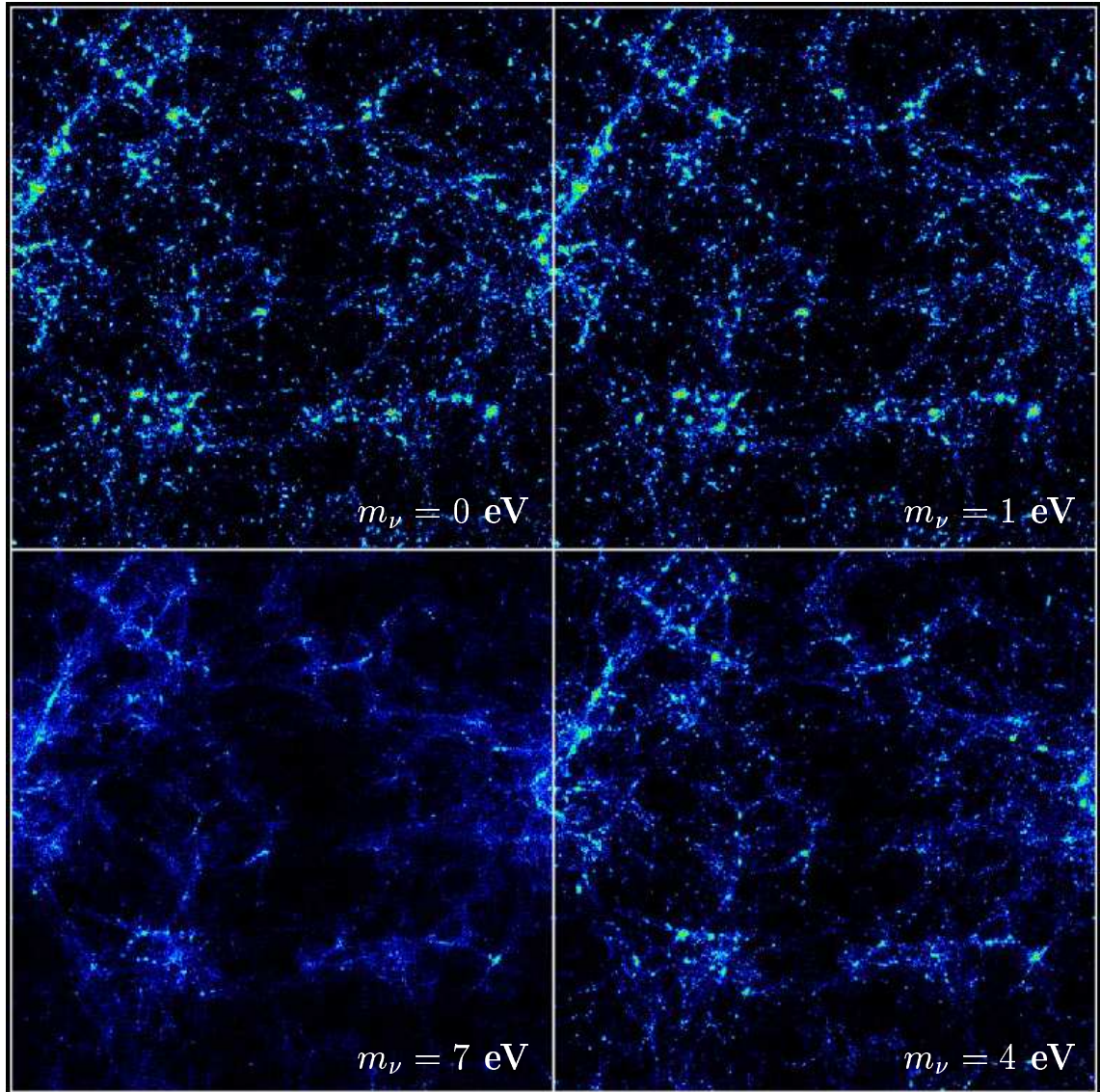
- Unsere Sonne emittiert ungefähr  $2 \cdot 10^{38}$  Elektronenneutrinos pro Sekunde.
- Auf der Erde kommen pro Sekunde mehr als 60 Milliarden Neutrinos pro  $\text{cm}^2$  an.
- Vom Urknall sind noch 336 Neutrinos pro  $\text{cm}^3$  übrig, die mit einer Energie von ca. 0.00025 eV bei einer Temperatur von 1.9 K eine Hintergrundstrahlung bilden, die das Bild des Universums von ca. 1 s nach dem Urknall zeichnet.
- Bei einer Supernovaexplosion (Typ II) entstehen nach Modellen in 10 - 20 s etwa  $10^{58}$  Neutrinos.
- Die Energien von Neutrinos variieren je nach Quelle. Sonnenneutrinos weisen Energien bis zu 20 MeV auf, Reaktorneutrinos bewegen sich zwischen 1 und 10 MeV und die bisherigen Beschleunigerexperimente arbeiten mit Neutrinostrahlen bis zu 300 MeV.
- Der Wirkungsquerschnitt von Neutrinos mit einem Kern liegt bei  $10^{-38} \text{ cm}^2$  für eine Energie von 1 GeV.
- Der menschliche Körper ist auch eine Quelle von Neutrinos. Denn er enthält ca. 40 mg Kalium 40, welches eine  $\beta$ -Quelle darstellt. Dadurch emittiert der menschliche Körper pro Tag 340 Millionen Neutrinos.

Energien: ( $1 \text{ eV} = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ )

## Anhang I

# Large Scale Structure Simulationen für unterschiedliche Neutrinomassen

Die Masse der Neutrinos beeinflusst ihr Verhalten im frühen Universum. Durch die Vorgänge im frühen Universum werden die heutigen Strukturen bestimmt. Bevor die Neutrinos entkoppelten, konnten sie sich je nach ihrer Masse unterschiedlich schnell bewegen. Je größer die zurückgelegten Distanzen bis zur Entkopplung waren, umso desto größere Entfernungen konnten sie Ungleichgewichte ausgleichen. Das bedeutet, dass Strukturen in kleinen Skalen unterdrückt werden. Somit ist es möglich aus der Untersuchung dieser Strukturen und dem Vergleich mit Simulationen, Aussagen über die Neutrinomasse zu machen. Die folgende Abbildung stammt aus einem Vortrag von S. Hannestad auf der EPS-Hep Konferenz 2003 in Aachen.



**Abbildung I.1: Simulation von LSS für verschiedene  $m_\nu$ -Werte.** Dargestellt sind Simulationen von Strukturbildung in Abhängigkeit von verschiedenen Neutrinomassen. Das Bild stammt aus dem Konferenzvortrag von S. Hannestad auf der EPS-Hep 2003.

# Anhang J

## Paulis Brief

*Original. Photograph of Pauli 0393*

Abschrift/15.12.56 PW

Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der  
Genvereins-Tagung zu Tübingen.

Abschrift

Physikalisches Institut  
der Eidg. Technischen Hochschule  
Zürich

Zürich, 4. Dez. 1930  
Gloriastrasse

Liebe Radioaktive Damen und Herren,

Wie der Ueherbringer dieser Zeilen, den ich baldvollst  
anzuhören bitte, Ihnen das näheren auseinanderzusetzen wird, bin ich  
angesichts der "falschen" Statistik der  $N$ - und  $Li-6$  Kerne, sowie  
des kontinuierlichen beta-Spektrums auf einen verzweifelten Ausweg  
verfallen um den "Wechselatz" (1) der Statistik und den Energiesatz  
zu retten. Nämlich die Möglichkeit, es könnten elektrisch neutrale  
Teilchen, die ich Neutronen nennen will, in den Kernen existieren,  
welche den Spin  $1/2$  haben und das Ausschliessungsprinzip befolgen und  
sich von Lichtquanten ausserdem noch dadurch unterscheiden, dass sie  
nicht mit Lichtgeschwindigkeit laufen. Die Masse der Neutronen  
müsste von derselben Grössenordnung wie die Elektronenmasse sein und  
jedenfalls nicht grösser als  $0,01$  Protonenmasse. Das kontinuierliche  
beta-Spektrum wäre dann verständlich unter der Annahme, dass beim  
beta-Zerfall mit dem Elektron jeweils noch ein Neutron emittiert  
wird, derart, dass die Summe der Energien von Neutron und Elektron  
konstant ist.



# Anhang K

## Analyse der letzten 15 eV

Diese Methode wurde entwickelt, um auch in gestörten Datensätzen noch nach der Information im Hinblick auf die Neutrinomasse suchen zu können. Der Vorteil liegt darin, dass die größten Anteile am systematischen Fehler (Energieverluste) noch nicht beitragen, denn für die erste Anregung braucht man 12 eV. Allerdings ist es für das Mainzer Experiment nicht möglich wirklich nur die letzten 15 eV zur Analyse zu benutzen, weil die Parameter Endpunkt und Massenquadrat für dieses kurze Intervall zu stark korreliert sind. Deshalb ist es nötig noch mindestens zwei Stützpunkte weiter im Spektrum liegend zu benutzen, um den Endpunkt festzulegen. Dadurch verliert man aber den Vorteil des geringeren systematischen Fehlers. Die Ergebnisse unterscheiden sich also verständlicherweise auch nicht wesentlich von denen für die letzten 70 eV. Deshalb wurde auf diese Methode im Rahmen der Gesamtanalyse verzichtet.

# Anhang L

## Auszug aus einem Logfile

Während einer Tritiummessung werden die wichtigsten Parameter ständig überwacht und in einem Logfile mitgeschrieben.

```
STATUS 00000111 11001111 01110011 0 -0.01960 1.861
STATUS 00000111 11000111 01110011 0 -0.01114 -2.000
STATUS 00000111 11000111 01110011 0 -0.02420 1.861
STATUS 01100111 11000000 01110011 0 -0.03164 1.861
STATUS 00000111 11001000 01110011 0 -0.01520 1.861
STATUS 00000111 11001011 01110011 0 -0.01064 1.861
STATUS 01111111 11000000 11110011 0 -0.03530 1.860
pHe 13.7 TLAB 24.3 DET 9.0 TC 18.0 HV 18.65 HS 46.4 p 0.98 25.10.101 02:16:33
STATUS 01111111 11000000 11110011 0 -0.02240 1.861
STATUS 01110111 11000000 11110011 0 -0.01070 1.861
STATUS 00000111 11000111 01110011 0 -0.03044 1.861
STATUS 00000111 11000000 01110011 0 -0.02464 1.862
STATUS 01110111 11000000 11110011 0 -0.01424 1.861
STATUS 01111111 11000000 11110011 0 -0.01900 1.861
STATUS 01111111 11000000 11110011 0 -0.03910 1.862
STATUS 00000111 11001111 01110011 0 -0.01910 1.862
STATUS 00000111 11000111 01110011 0 -0.01260 1.861
STATUS 01100111 11000000 01110011 0 -0.02090 1.862
pHe 13.7 TLAB 24.4 DET 9.0 TC 17.9 HV 18.68 HS 46.4 p 0.99 25.10.101 02:17:20
STATUS 00000111 11000000 01110011 0 -0.02980 1.861
STATUS 01110111 11000000 11110011 0 -0.01054 1.862
STATUS 01111111 11000000 11110011 0 -0.02500 1.862
STATUS 01111111 11000000 11110011 0 -0.03114 1.861
STATUS 01110111 11000000 11110011 0 -0.01730 1.861
STATUS 00000111 11000111 01110011 0 -0.01150 1.861
STATUS 00000111 11000110 01110011 0 -0.03790 1.861
```

```

STATUS 00000111 11000000 01110011 0 -0.02264 1.861
STATUS 00000111 11001000 01110011 0 -0.01240 1.861
STATUS 00000111 11001001 01110011 0 -0.02480 1.861
pHe 13.6 TLAB 24.4 DET 9.0 TC 17.9 HV 18.68 HS 46.4 p 0.98 25.10.101 02:18:06

```

Dabei sind in der Zeile STATUS die ersten acht Ziffern von Bedeutung. Sie informieren über den Zustand der Zugschieberventile am Tank, etc. Ungefähr einmal pro Minute werden weitere Informationen geliefert.

- TLAB gibt die Temperatur im Labor an. Wenn diese sehr stark schwankt, zeigen sich auch Schwankungen in der Spannungsauslesung (pro Grad Celsius bis zu 0.5 V).
- DET gibt an, ob der Detektor mit Spannung versorgt ist.
- TC gibt die Temperatur des Kühlwassers für die Kryopumpe im Detektor an, zeigt also, ob diese ordnungsgemäß arbeitet (bei  $T > 24^\circ$  fällt die Pumpe aus).
- HV zeigt die am Spektrometer angelegte Spannung  $U_0$  in keV an.
- HS zeigt den Heliumfüllstand der Quelle an.
- p gibt den Druck im Spektrometertank in  $10^{-10}$  mbar an.

Im Alarmfall erhält der Experimentator eine Nachricht (SMS) auf sein Handy. Typischerweise sieht diese Nachricht folgendermaßen aus:

```

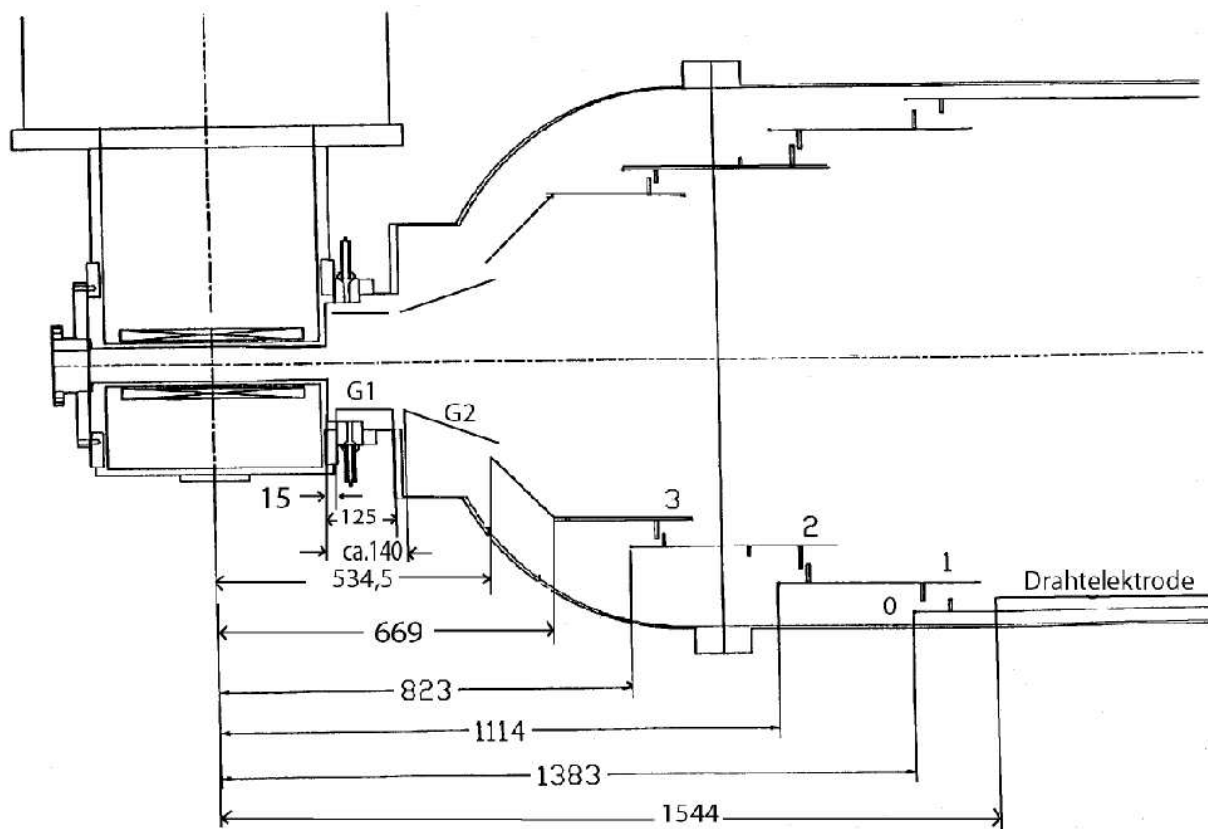
S1011111 E0, rot/s A 317 B 401 C 291 clock A 1448 B 391 C 245 ; Tcryo 23.0,
DHV 4.8; p 2.74; Neutrino

```

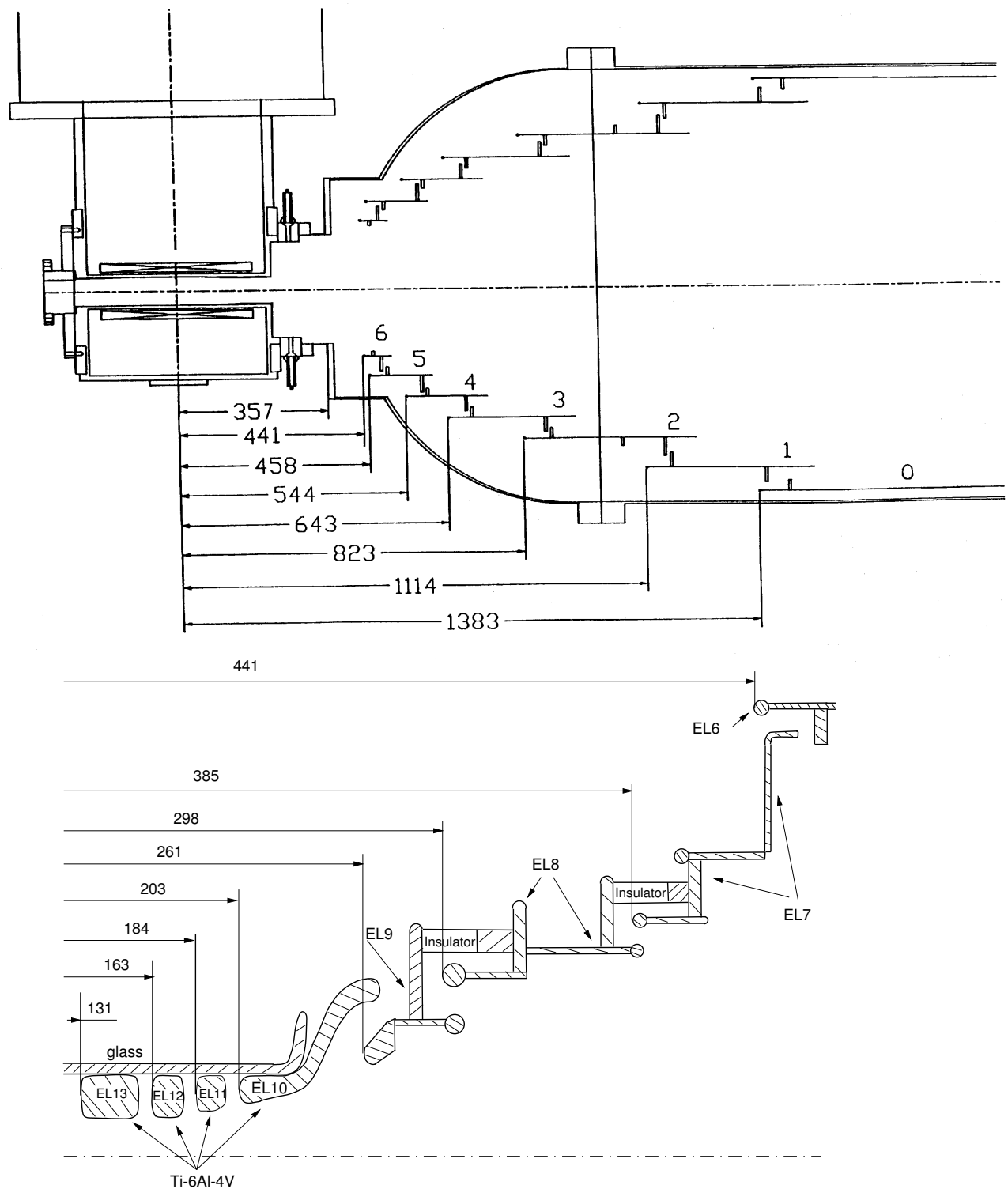
Die Zahlen zu Beginn geben den Zustand der Zugschieber am Tank etc. an. E0 zeigt an, dass in diesem Falle alles in Ordnung ist. Für einen Alarm erhält man E1. Die nächsten Zahlen geben den Heliumverbrauch der supraleitenden Magnete an. Tcryo steht wieder für die Temperatur des Kühlwassers an der Kryopumpe, DHV zeigt an, ob der Detektor arbeitet und als letztes erhält man noch den Druck im Spektrometertank in  $10^{-10}$  mbar.

## Anhang M

### Elektrodensysteme Mainz II und Mainz III



**Abbildung M.1: Elektrodensystem Mainz III (nach [Mül02]).** Die Elektroden E0 bis E2 im Zentrum des Spektrometers sind identisch mit denen im Aufbau Mainz II. Die Elektrode E3 wurde modifiziert und enthält zusätzlich einen konischen Teil. Die Drahtelektrode, die mit ca. 1 m Länge die komplette Zentralelektrode abdeckt besteht aus vier Segmenten, die unabhängig voneinander mit Spannung versorgt werden können. Außerdem sind noch zwei Elektroden (aus Aluminium) auf Erdpotential (G1 und G2) eingefügt worden, die auch in zwei Segmente unterteilt sind, und somit als Dipole betrieben werden können.



**Abbildung M.2: Elektrodensystem Mainz II (nach [Bor00]).**

In dieser Abbildung kann man die Lage der Elektroden E0 - E6 bezüglich der Außenhülle des Spektrometers gut erkennen. Nicht dargestellt ist die Lage der in E2 installierten Getterpumpe. Der untere Teil zeigt die Elektroden E7 - E9 und E10 - E13, die aus Titan bestehen und in einem Glaszylinder zu einer Einheit zusammengefasst sind.

# Anhang N

## Parameter

Die Tabelle gibt nochmal einen Überblick über die für die Einzelmessungen verwendeten Parameter. Die ersten vier Spalten geben an, wann der jeweilige Film aufgefroren bzw. abgedampft wurde. Daraus ergibt sich dann der mittlere Zeitpunkt der Messung. Teilweise liegt er näher am Abdampfdatum, weil nicht immer direkt mit der Messung begonnen wurde. Die Angabe der reinen Messzeit bezieht sich auf die ausgewerteten Tage, wobei die Messpausen abgezogen wurden. Für die ermittelten Schichtdicken erkennt man deutlich, dass sie am Ende der Messungen größer sind als zu Beginn. Die doppelten Angaben für die Schichtdicken am Ende ergeben sich, weil sie einmal als Differenz zu den Startwerten (vor Aufrieren von  $T_2$ ) und einmal als Differenz zu den Endwerten (nach Abdampfen von  $T_2$  berechnet wurden.

| Parameter der verschiedenen Tritiumfilme |                                               |          |          |          |          |          |          |          |          |          |          |
|------------------------------------------|-----------------------------------------------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|
|                                          | Q2                                            | Q3       | Q4       | Q5       | Q6       | Q7       | Q8       | Q9       | Q10      | Q11      | Q12      |
| Auffrierdatum                            | 22.07.97                                      | 14.02.98 | 05.06.98 | 30.10.98 | 11.04.99 | 20.05.99 | 22.10.99 | 19.09.00 | 24.11.00 | 24.10.01 | 24.11.01 |
| Abdampfdatum                             | 17.08.97                                      | 16.03.98 | 13.07.98 | 14.12.98 | 18.05.99 | 17.06.99 | 14.12.99 | 16.11.00 | 28.12.00 | 24.11.01 | 13.12.01 |
| Mittlerer Zeitpunkt                      | 04.08.97                                      | 07.03.98 | 26.06.98 | 23.11.98 | 09.05.99 | 04.06.99 | 08.11.99 | 19.10.00 | 10.12.00 | 12.11.01 | 03.12.01 |
| Film in Tagen                            | 27                                            | 31       | 38       | 46       | 38       | 29       | 54       | 59       | 35       | 32       | 20       |
| reine Messzeit [d]                       | 9.5                                           | 15       | 24       | 25.5     | 12       | 22       | 22       | -        | -        | 12       | 23       |
| Auffrierschichtdicke<br>[ML]             | 284.3                                         | 145      | 146      | 140      | 127      | 127      | 134      | 131      | 134      | 142      | 143      |
| Schichtdicke am Ende                     | -                                             | -        | 156      | 141      | -        | 136/146  | 141/148  | 132/142  | 151      | 147      | -        |
| $\theta_{max}$ °                         | 45                                            | 45       | 45       | 45       | 61       | 61       | 61       | 61       | 61       | 45       | 45       |
| Magnetfeldstärke                         | Führungsfeld im Zentrum der Solenoiden: 1.8 T |          |          |          |          |          |          |          |          |          |          |
| Zusatzfeld                               | fast immer 1 A                                |          |          |          |          |          |          |          |          |          |          |

# Literaturverzeichnis

- [Aal02] C.E. Aalseth et al., hep-ex/0202018
- [Abd95] J.N. Abdurashitov et al., Nucl. Phys. Rev. **B** (Proc. Suppl.) **38** (1995) 60
- [Ahm01a] Q.R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 (2001)
- [Ahm01b] Q.R. Ahmad et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 011301 und 011302 (2002)
- [Ahm03] S.N. Ahmed et al., necl.ex/0309004 (2003)
- [Ahn01] S.H. Ahn et al., Phys. Lett. **B511** (2001) 178
- [Ahn03] M.H. Ahn et al., Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 041801
- [All03] S.W. Allen et al., astro-ph/0306386 (2003)
- [Ans95] P. Anselmann et al. Phys. Lett. **B342** (1995) 237
- [Arm02] B. Armbruster et al., Phys. Rev. **D65** (2002) 112001
- [Arn03] C. Arnaboldi et. al., hep-ex/0302006 (2003)
- [Arn83] G. Arnison et. al. (UA1), Phys. Rev. Lett **122B** (1983) 103
- [Ase00] V.N. Aseev, A.I. Belesev, A.I. Berlev, E.V. Geraskin, O.V. Kazachenko, Yu.E. Kuznetsov, V.M. Lobashev, R.P. Ostroumov, N.A. Titov, S.V. Zadorozhny, Yu.I. Zakharov, J. Bonn, B. Bornschein, L. Bornschein, E.W. Otten, M. Przyrembel, Ch. Weinheimer, A. Saenz, Eur. Phys. J. **D10** (2000) 39
- [Ath95] C. Athanassopoulos et al., Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 2650
- [Azz88] R.M.A. Azzam & N.M. Bashara, Ellipsometry and Polarized Light, North-Holland Verlag, 1988



- [Bac92] H. Backe, J. Bonn, B. Degen, Th. Edling, L. Fleischmann, J.U. Grooß, R. Haid, A. Hermani, G. Kube, P. Leiderer, Th. Loecken, A. Molz, R.B. Moore, A. Osipowicz, E.W. Otten, A. Picard, M. Przyrembel, M. Schrader, M. Steininger, Ch. Weinheimer Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **31** (1993) 46
- [Bac96] H. Backe, H. Barth, A. Bleile, J. Bonn, B. Degen, L. Fleischmann, M. Gundlach, E.W. Otten, M. Przyrembel, Ch. Weinheimer, Proc. XVII Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, Neutrino 96, Helsinki/Finnland, June 1996, World Scientific/Singapore
- [Bah92] J.N. Bahcall, M.H. Pinsonneault: Rev. Mod. Phys. **64** (1992) 885; **67** (1995) 781
- [Bah01] J.N. Bahcall et al., JHEP **05** (2001) 015
- [Bah03] Homepage von J.N. Bahcall: <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>
- [Ban83] M. Banner et al. (UA2), Phys. Lett. **122B** (1983) 476
- [Bar91] H. Barth, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1991
- [Bar97] H. Barth, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1997
- [Bar98a] R. Barate et al., Eur. Phys. Jour. **C2** (1998) 395
- [Baz00] A. Bazarko, Nucl. Phys. Procs. Suppl. **91** (2000) 210-215
- [Bel95] A.I. Belesev et al., Physics Letters **B350** (1995) 263
- [Ben03a] C.L. Bennett et al., ApJ. **583** (2003) 1
- [Ben03b] C.L. Bennett et al., Astrophys. J. Suppl. **148** (2003) 1
- [Ber72] K.E. Bergkvist, Nucl. Phys. **B 39** (1972) 317
- [Boe92] F. Boehm und P. Vogel, Physics of Massive Neutrinos, 2nd ed., Cambridge University Press, 1992
- [Boe02] H. Böhringer et al. ApJ **566** (2002) 93
- [Bon99] J. Bonn, L. Bornschein, B. Degen, E.W. Otten, Ch. Weinheimer, NIM **A421** (1999) 256
- [Bor87] S. Boris et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2019
- [Bor00] B. Bornschein, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Bor02] L. Bornschein, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2002

- [Bor03] B. Bornschein, J. Bonn, L. Bornschein, E.W. Otten, Ch. Weinheimer, Self-Charging of Quench Condensed Tritium Films, Journal of Low Temperature Physics, Vol. 131, Nos. 1/2, (2003)
- [Bus93] A. Buskulic et al. (ALEPH), Z. Phys. **C60** (1993) 71
- [Chr96] J. Christensen-Dalsgaard, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **48** (1996) 325; Rev. Mod. Phys. **74** (2003) 1073
- [Chu02] E.D. Church et al., hep-ex/0203023
- [Cro02] R.A.C. Croft et al., APJ **581** (2002) 20
- [Cur49] S.C. Curran et al., Phil. Mag. **40** (1949) 53
- [Dan62] G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36
- [Dav55] R. Davis, Phys. Rev. **97** (1955) 766
- [Dav96] R. Davis, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **48** (1996) 284
- [Dre90] G. Drexlin et al., Nucl. Instr. Meth. **A289** (1990) 490
- [Dyc93] R.S. van Dyck et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2888
- [Ebe00] H. Ebeling et al. MNRAS **318** (2000) 333
- [Eke98] V.R. Eke et al. ApJ **503** (1998) 569
- [Ell82] J. Ellis Physica Scripta **25** (1982) 107
- [Ell87] S.R. Elliot et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2020
- [Fac85] O. Fackler et al., Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1388
- [Fel98] G.J. Feldmann and R.D. Cousins, Phys. Rev. **D57** (1998) 3873
- [Fer02] F. Feruglio et al., hep-ph/0201291
- [Fey58] R.P. Feynman, M. Gell-Mann, Physical Review **109** (1) (1958) 193
- [Fic98] L. Fickinger, Ch. Weinheimer, S. Zadorozhny, HV\_MOD-Programm, 1998
- [Fic00] L. Fickinger, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Fis88] H. Fischer, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1988
- [Fla99] B. Flatt, Prema-Programm, 1999

- [Fla01] B. Flatt, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2001
- [Fla04] B. Flatt, Doktorarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, in Vorbereitung
- [Fle98] L. Fleischmann, Doktorarbeit, Universität Mainz, 1998
- [Fle00a] L. Fleischmann, J. Bonn, B. Degen, M. Przyrembel, E.W. Otten, Ch. Weinheimer and P. Leiderer, J. Low Temp. Phys. **119** (2000) 615
- [Fle00b] L. Fleischmann, J. Bonn, B. Bornschein, P. Leiderer, E.W. Otten, M. Przyrembel, Ch. Weinheimer, Euro. Phys. J. **B16** (2000) 521
- [Fri86] M. Fritschi et al., Phys. Lett. **B173** (1986) 485
- [Fuk98a] M. Fukugita, ApJ **503** (1998) 518
- [Fuk98] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562
- [Gla61] S.L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579
- [Gol02] J.H. Goldstein, astro-ph/0212517 (2002)
- [GNO00] GNO collaboration, Phys. Lett. **490** (2000) 16
- [Gol95] D. Goldmann, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1995
- [Gro92] J.U. Grooß, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1995
- [Gro00] D. E. Groom et al. (Particle Data Group), Eur. Phys. J. **C17**, 1 (2000)
- [Gun97] M. Gunther et al., Phys. Rev. **D55** (1997) 54
- [Hag02] K. Hagiwara et al., (Particle Data Group), Phys. Rev. **D66** (2002) 010001
- [Hai90] R. Haid, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1990
- [Han03] S. Hannestad et. al., astro-ph/0303076 (2003)
- [Has73] F.J. Hasert et al., Phys. Lett. **46B** (1973) 121 und 138
- [Hay03] Y. Hayato, Vortrag auf der Eps-hep Konferenz in Aachen (2003)
- [Hon01] Honda, Phys. Rev. **D64** (2001) 053011
- [Jac82] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, W. de Gruyter, Berlin 1982
- [Jam94] F. James, MINUIT – Function Minimization and Error Analysis, Reference Manual, CERN Geneva, 1994

- [Jon99] S. Jonsell et al., Phys. Rev. **C60** (1999) 34601
- [Kam03] KamLAND Kollaboration, Phys. Rev. Lett 90, 021802 (2003)
- [KAT01] KATRIN Kollaboration, hep-ex/0109033
- [KATRIN] KATRIN Kollaboration, Homepage, <http://www-ik1.fzk.de/tritium/>
- [Ket94] O. Kettig, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1994
- [Kla01a] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Eur. Phys. J. A **12** (2001) 147-154
- [Kla01b] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Mod. Phys. Lett. A, Vol. 16, No. 37 (2001) 2409-2420
- [Kod01] K. Kodama et al., Phys. Lett. **B504** (2001) 218
- [Kol67] W. Kolos et al., J. Chem. Phys. **46** (1967) 1426
- [Kol88] W. Kolos et al., Phys. Rev. **A37** (1988) 2297
- [Kos92] M. Koshiha, Phys. Rep. **220** (1992) 229
- [Kra00] Ch. Kraus, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Kub92] G. Kube, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1992
- [Kuo02] C.L. Kuo et al., APJ, astro-ph/0212289 (2002)
- [Lei92] P. Leiderer and U. Albrecht, Jour. Low Temp. Phys. **89** (1992) 219
- [Lip85] E.T. Lippmaa et al., Sov. Phys. Dokl. **30** (1985) 393
- [Lob85] V.M. Lobashev et. al., Nucl. Inst. Meth. **A240** (1985) 305
- [Lob97] V.M. Lobashev, Vortrag beim Workshop on Weak Interaction and Neutrinos, Capri, Italy, 1997 (Kopie einer Vortragsfolie)
- [Lob99] V.M. Lobashev et al., Phys. Lett. **B460** (1999) 227
- [Lob01] V.M. Lobashev, Vortrag bei der internationalen Conference on Non-Accelerator New Physics, Dubna, 2001 (Kopie von zwei Vortragsfolien)
- [Lob03] V.M. Lobashev, Proc. zu 17. International Nuclear Physics in Astrophysics, Debrecen/Ungarn, 2002, Nucl. Phys. **A719** (2003) 153c-160c
- [Loe88] Th. Loeken, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1988
- [Lor02] T. J. Loredo and D. Q. Lamb, Phys. Rev. **D65** (2002) 063002

- [Lyu80] V.A. Lyubimov et al., Phys. Lett. **B94** (1980) 266
- [Maj37] E. Majorana, Nuovo Cim. 14 (1937), 171
- [May84] T. Mayer-Kuckuk, Kernphysik, B. G. Teubner, Stuttgart 1984
- [Mig77] A.B. Migdal, Qualitative Methods in Quantum Theory, W.A. Benjamin Inc., London, Prog.Lib.
- [Mik85] S.P. Mikheyev, A.Yu. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913; Nuovo Cim. **9C** (1986) 17
- [Mül02] B. Müller, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2002
- [Mur03] H. Murayama, <http://histoshi.berkeley.edu/neutrino/>
- [Pau30] W. Pauli, Brief an die Physikalische Gesellschaft in Tübingen vom 4.12.1930, nachzulesen in L.M. Brown, Phys. Today **31** (1978) 23
- [Pau57] W. Pauli, Il Nuovo Cimento **6** (1957) 204
- [PAW95] PAW, Physics Analysis Workstation, Application Software Group Computing and Networks Group, CERN, 1995
- [Pea02] T.J. Pearson et al., astro-ph/0205388
- [Pen65] A.A. Penzias und R.W. Wilson, Astrophys. J. **142** (1965) 419
- [Per75] M.L. Perl et al. Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489
- [Per01] W.J. Percival et al., MNRAS **327** (2001) 1297; astro-ph/0105500
- [Pic92] A. Picard, H. Backe, H. Barth, J. Bonn, B. Degen, Th. Edling, R. Haid, A. Hermanni, P. Leiderer, Th. Loeken, A. Molz, R.B. Moore, A. Osipowicz, E.W. Otten, M. Przyrembel, M. Schrader, M. Steininger and Ch. Weinheimer, NIM **B63** (1992) 345
- [Pic92b] A. Picard, H. Backe, J. Bonn, B. Degen, R. Haid, A. Hermanni, P. Leiderer, A. Osipowicz, E.W. Otten, M. Przyrembel, M. Schrader, M. Steininger and Ch. Weinheimer, Z. Phys. **A342** (1992) 71
- [Pon60] B. Pontecorvo, Sov. Phys. JETP **10** (1960) 1236
- [Prz89] M. Przyrembel, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1989
- [Prz95] M. Przyrembel, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1995
- [Rea03] S. Readhead et al., Astrophys. J. **591** (2003) 540

- [Rei59] F. Reines, C.L. Cowan, Phys. Rev. **113** (1959) 273
- [Sae99] A. Saenz, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching, persönliche Mitteilung
- [Sae00] A. Saenz et al., Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 242
- [Sal68] A. Salam, J.C. Ward, Phys. Lett. **13** (1964) 168
- [San03] S. Sanchez, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2003
- [Sch60] M. Schwartz, Phys. Rev. Lett. **4** (1960) 306
- [Sch82] J. Schechter, J. W. F. Valle, Phys. Rev. **D25** (1982) 2951
- [Sch90] M. Schrader, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1990
- [Schw04] F. Schwamm, Dissertation, IK, Universität Karlsruhe, in Vorbereitung
- [Sch97] N. Schmitz, "Neutrinophysik", Teubner Verlag, Stuttgart, 1997
- [Sch01] J.-P. Schall, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2001
- [SDSS] SDSS Homepage, [www.sdss.org](http://www.sdss.org)
- [See81] W. Seelmann-Eggebert et al., 'Nuklidkarte', Gersbach u. Sohn Verlag, München, 1981
- [Smo92] G.F. Smoot et al. Astrophys. J. **396** (1992) L1-L5
- [Spa03] D.N. Spargel et. al. astro-ph/0302209 (2003)
- [Spe03] D.N. Spergel et. al. astro-ph/0302209 (2003) Astrophys. J. Suppl. **148** (2003) 175
- [Ste98] G.J. Stephenson Jr., T. Goldman and B.H.J. McKellar, Int. Jour. Mod. Phys. A, Vol. 13, No. 16, (1998) 2765-2790
- [Thü02] Th. Thümmel, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2002
- [Tit03] private Kommunikation
- [Ulr00] H. Ulrich, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Ver02] L. Verde et al., MNRAS **335** (2002) 432; astro-ph/0112161
- [Wei67] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264
- [Wei92] Ch. Weinheimer et al., Nucl. Instr. Meth. **A311** (1992) 273

- [Wei93] Ch. Weinheimer, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1993
- [Wei99] Ch. Weinheimer, B. Degen, A. Bleile, J. Bonn, L. Bornschein, O. Kazachenko, A. Kovalik, E.W. Otten, Phys. Lett. **B460** (1999) 219
- [Wei00] Ch. Weinheimer, Habilitation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Wil87] J.F. Wilkerson et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2023
- [Wol78] L. Wolfenstein, Phys. Rev. **D17** (1978) 2369
- [Wu57] C.S. Wu et al., Phys. Rev. **105** (1957) 1413
- [Yan80] T. Yanagida Prog. Theor. Phys. **64** (1980) 1103